

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

TOESTELLEN VOOR MAGNETISCHE GELUIDSREGISTRATIE

door D. A. SNEL.

621.395.625.3

Het vastleggen van geluid op een magnetiseerbaar materiaal is een uitvinding nog uit de vorige eeuw. Ze leek in het vergeetboek geraakt, voorbijgestreefd door andere, volmaaktere registratiemethodes, totdat het te pas brengen van de inmiddels voortgeschreden versterkertechniek haar nieuw leven inblies. In betrekkelijk korte tijd heeft nu de magnetische methode een groot toepassingsgebied aan andere methodes afhandig gemaakt, en tot het ontginnen van nog braakliggende toepassingsgebieden van geluidsregistratie bijgedragen.

Inleiding

In 1877 verraste Edison de wereld met zijn phonograaf, een apparaat voor geluidsregistratie en -weergave, waarbij de trillingen die door geluidsgolven aan een membraan werden meegedeeld, langs mechanische weg werden opgetekend op een stalen rol bedekt met een tinfolie. Deze rol kon in dezelfde apparatuur worden afgespeeld. Bij de phonograaf van Edison ontstond in de rol een verticaal gemoduleerde groef, dwz. een groef waarvan de diepte varieerde overeenkomstig de uitwijkingen van het membraan, in tegenstelling met de later door de Amerikaan Berliner ontwikkelde grammofoonplaat, die ook thans nog wordt gebruikt en waarbij de groef lateraal wordt gemoduleerd, dus de vorm heeft van een slingerlijn¹). Wij behoeven er niet bij stil te staan dat het direct mechanisch optekenen en afspelen later vervangen werd door indirecte methodes, waarbij tussen het geluidopvangende apparaat (microfoon) en de schrijfbeitel, en tussen de afspeelnaald en het weergeefmembraan (luidspreker), een elektrische schakel werd ingelast, in de vorm van een versterker.

De opkomst van de sprekende film leidde tot toepassing van een optische methode — natuurlijk weer met de nodige elektrische tussentrappen —, waarbij het geluid fotografisch op een film werd vastgelegd in de vorm van een strook, hetzij met constante breedte en variabele zwarting, hetzij met constante zwarting en variabele breedte: het afspelen geschiedde met behulp van een aftastlichtspleet en een fotocel.

Tussen grammofoonplaat en geluidsfilm in staat de Philips-Miller-methode, waarbij een in breedte gemoduleerd geluidspoor mechanisch in een van een zwarte laklaag voorziene celluloidband wordt gesneden en optisch wordt afgetast²).

Alle genoemde methodes hebben hun specifieke voor- en nadelen en worden, elk op haar speciaal gebied, nog steeds toegepast. In de laatste jaren is echter nog een andere methode van geluidsregistratie en -reproductie op grote schaal in praktijk gebracht, nl. die waarbij gebruik wordt gemaakt van magnetiseerbare materialen. Reeds in 1898 patenteerde de Deen Valdemar Poulsen een magnetische registratiemethode: het geluid werd volgens deze methode opgetekend op een staaldraad, die op een trommel was gewikkeld en die tussen de polen van een electromagneet door werd getrokken. Uiteraard was de uitvoering primitief, daar er toen nog geen versterkers bestonden. De methode van Poulsen kwam niet tot ontwikkeling en geraakte op de achtergrond. Omstreeks 1935 echter werd, nu met toepassing van de moderne versterkertechniek, de gedachte van Poulsen in Duitsland weer opgenomen door Stille, Schüller e.a. en brachten Lorenz in Duitsland en Marconi in Engeland een met staalband werkende machine in de handel. De bandsnelheid bedroeg ca. 1,5 m/sec en er konden frequenties tot 6000 Hz worden opgetekend. De staalband was gewikkeld op een „spoel” met een middellijn van ca. 70 cm. De speeltijd bedroeg ruim $\frac{1}{2}$ uur.

¹) Zie bijv.: L. Alons, Philips techn. T. 13, 86, 1951 (No. 3).

²) Zie Philips techn. T. 1, 107-114, 135-141, 211-214, 230-235, 1936.

In 1927 hadden F. Pflüger in Duitsland en Joseph O'Neill in Amerika reeds banden van papier en van plastisch materiaal uitgevonden, die met een laag magnetiseerbaar materiaal waren bedekt. In Duitsland is in de jaren 1940-'45 de magnetische registratiemethode met dergelijke banden op uitgebreide schaal verder ontwikkeld.

De „magnetofoons” die tegenwoordig in de handel worden gebracht werken hetzij met draad („wire recorder”), hetzij met band („tape recorder”). Op de registratie met draad zullen wij hier niet dieper ingaan. De hiervoor ingerichte apparaten zijn weliswaar meestal eenvoudiger — en dus goedkoper — dan die voor band, maar daartegenover staan belangrijke nadelen: de draad raakt bij breuk of bij een verkeerde manipulatie dikwijls hopeloos in de war; het aan elkaar lassen van twee einden — wat nodig is voor het herstellen van een breuk, maar ook voor het „monteren” van scènes of derg. — kan men bij de draad niet goed anders doen dan door knopen, hetgeen minder betrouwbaar is dan het plakken van twee stukken band. Enkele andere, dieper gelegen, nadelen van de draad ten opzichte van de band zullen wij hieronder nog aanstippen.

Algemene bouw van een magnetofoon; eigenschappen van de band

Het magnetiseren van de band geschiedt door middel van de „opneemkop”, een ringvormige elektromagneet met een kleine veldspleet, waarlangs de band wordt gevoerd (fig. 1). Door de spoel van de elektromagneet vloeit de modulatiestroom, d.i. bijv. de wisselstroom die in een microfoon wordt opgewekt door het te registreren geluid. De hierdoor in de band teweeggebrachte wisselende magnetisatie, het geluidspoor, wordt bij de weergave afgetast door de „weergeefkop”. Deze is vrijwel identiek met de opneemkop: hij bevat een spoel, aan welker klemmen door het passeren van de wisselend gemagnetiseerde band een wisselspanning ontstaat, die na versterking aan een luidspreker of hoofdtelefoon wordt toegevoerd.

Het materiaal waarin men het geluidspoor wil vastleggen, moet permanent magnetisch kunnen worden gemaakt en dus een zekere hysteresis en remanentie vertonen; het moet ook, om nader te bespreken redenen, een niet te kleine coercitieve veldsterkte bezitten, van de orde van $\mu_0 H_c = 0,01 \text{ Wb/m}^2$ ³⁾. Ten slotte moet het uit zeer kleine kristalletjes zijn opgebouwd. Deze eis houdt verband met het eigen „geruis” van de band, dat men zo veel mogelijk wil beperken. De magnetisatie in

de band verandert nl. niet continu van punt tot punt, maar is telkens binnen een zeker gebied (gebiedjes van Weiss) constant van grootte en richting, en verspringt op de grens naar een volgend gebiedje. Het geruis, dat door deze discontinuïteiten wordt veroorzaakt, zal des te minder storend zijn naarmate de gebiedjes van Weiss kleiner zijn. Aan gezien zulk een gebiedje zich hoogstens over een geheel kristal kan uitstrekken, ziet men dat een

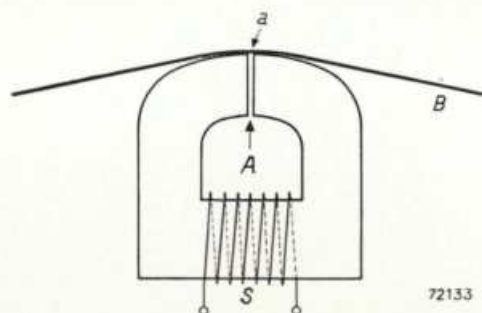


Fig. 1. Opneemkop, waarlangs de magnetiseerbare band wordt gevoerd. Door de spoel S vloeit de modulatiestroom. De band B loopt in een lichte boog langs de veldspleet A, ter plaatse a vindt de registratie plaats.

kleine kristal grootte gunstig is. De eenvoudigste methode is het dan, uit te gaan van een poedervormig magnetisch materiaal. Meestal neemt men ijzeroxyde, hetzij rood ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$), hetzij zwart (Fe_3O_4), met een korrelgrootte van minder dan 1 micron.

Het poeder kan op tweeërlei wijze in een band worden verwerkt: men kan het poeder rechtstreeks innig vermengen met een thermoplastisch materiaal, bijv. polyvinylchloride, en van het verwarmde mengsel een band gieten of spuiten; of men kan het magnetische poeder in een lak verwerken, die men vervolgens in een zeer dunne laag (bijv. 15 μ dik) aanbrengt op een bandvormige drager van papier of van plastisch materiaal, ter dikte van bijv. 35 μ .

Het door deze verwerking van zeer fijnkorrelig materiaal te realiseren lage ruisniveau is ook een reden waarom men band meestal verkiest boven draad. Bij draad kan men het massieve materiaal weliswaar ook zeer fijnkristallijn maken, maar men heeft hierbij nog een andere belangrijke ruisoorzaak, die wij hieronder nog zullen toelichten en die bij band in het geheel niet optreedt.

De homogene band, die men volgens de eerstgenoemde methode verkrijgt, is het best in staat aan de talrijke en deels zeer zware mechanische eisen te voldoen die voor het gebruik in de magnetofoon moeten worden gesteld. De voornaamste, in sommige landen genormaliseerde eisen zijn, dat de band niet breekt bij belastingen tot 2 kg en dat

³⁾ In cgs-eenheden: $H_c = 100$ oersted.

de rek 1 minuut na het wegnemen van een belasting van 1 kg niet meer dan 0,2% bedraagt. Verder mag de band niet hol- of kromtrekken en vrijwel niet krimpen. Hij moet gemakkelijk kunnen worden geplakt. Hij moet glad zijn, om de opneemkop, weergeefkop en andere delen waarlangs hij glijdt niet overmatig te doen slijten. De band moet zelf ook weinig slijten, in het bijzonder mag hij vrijwel geen poeder loslaten, hij moet soepel zijn, en hij moet al deze verlangde eigenschappen behouden onder invloed van vocht en tropische temperaturen.

Wat de slijtage betreft: het is duidelijk dat ook bij de minste, in de praktijk nooit te vermijden, slijtage van de band een open veldspleet in opneemen weergeefkop zeer spoedig met magnetisch poeder gevuld zou raken en de band resp. de spoel dus magnetisch geshunt zouden worden. Men omzeilt deze moeilijkheid door de veldspleet op te vullen met een niet-magnetiseerbaar materiaal. Dit moet harder zijn dan het materiaal van de poolschoenen van de koppen, opdat zich ook niet op den duur — door slijtage — een open spleet gaat vormen. Berylliumkoper is als vulmateriaal zeer geschikt.

De genormaliseerde afmetingen van de magnetische band zijn: dikte maximaal 60 μ , breedte 6,20-6,35 mm. De lengte is willekeurig, meestal worden geen grotere lengten dan 1000 meter gebruikt. De band wordt hetzij over de volle breedte gemagnetiseerd, hetzij over een deel van de breedte, bijv. voor het nà elkaar optekenen van twee verschillende sporen naast elkaar, of voor stereofonische opnamen, waarbij twee een weinig verschillende sporen gelijktijdig naast elkaar op de band worden geregistreerd. In bijzondere gevallen heeft men zelfs wel tot zes sporen naast elkaar op één band opgetekend.

Het registreren met hoogfrequent bijveld; de frequentie karakteristiek

Indien een magnetisch deeltje in de band het wisselende magneetveld van de opneemkop (dwz. de spleet en de naaste omgeving daarvan) zo snel passeert dat de „passeertijd” kort is ten opzichte van de periode van het veld (d.i. van het te registreren geluid), dan mogen wij aannemen dat dit magneetveld tijdens het passeren van een deeltje constant is. Het deeltje wordt in een bepaalde mate gemagnetiseerd, en wel in hoofdzaak in de lengterichting van de band ⁴⁾, een deel van deze magnetisatie blijft ten gevolge van de remanentie bestaan,

en de remanente magnetisatie op elk punt van de band zal natuurlijk sterker zijn naarmate het magneetveld, op het tijdstip van passeren van dat punt, sterker was.

Dit is echter niet genoeg. Men wenst, dat de magnetisatie van de band recht evenredig is met de sterkte van het veld, daar anders in het weergegeven geluid de bekende storende verschijnselen van niet-lineaire vervorming (boventonen en combinatietonen) optreden. Hoewel de magnetisatiekromme van de meeste magnetische materialen, ook van dat van de magnetische band, allerm minst lineair is, slaagt men er door een kunstgreep in toch de gewenste evenredigheid te verwezenlijken. Men superponeert daartoe op de modulatiestroom een wisselstroom („bijstroom”) met een zeer hoge, ver buiten het hoorbare gebied gelegen, frequentie. Waarop de werking van het hierdoor veroorzaakte magneetveld — het hoogfrequente „bijveld” — berust, moeten wij hier voorbijgaan. Het zal ter sprake komen in een binnenkort in dit tijdschrift te publiceren artikel, waarin het mechanisme van de magnetische registratie aan een nader onderzoek zal worden onderworpen. Wij willen hier alleen nog vermelden dat in principe de linearisering ook met behulp van een gelijkstroom-voormagnetisatie te verkrijgen is; hierbij ontstaat echter een sterk geruis, hetgeen bij gebruik van het hoogfrequente bijveld niet het geval is.

De frequentie van het „bijveld” moet zo hoog zijn dat het tijdens het passeren van een magnetiseerbaar deeltje enige malen van richting wisselt. Daarentegen vermeldde wij zojuist dat het veld van de geluidsfrequentie voor een passerend deeltje als constant mocht worden beschouwd. Natuurlijk is dit laatste voor de hoogste geluidsfrequenties ook niet meer het geval. Hetgeen men dan op een bepaald punt van de band registreert, is een soort gemiddelde van de veldsterkten die dit punt ondervindt, niet bij het passeren van de veldspleet, zoals men misschien zou denken, doch bij het doorlopen van een smal traject aan de rand van de spleet. Voor nadere bijzonderheden moeten wij weer verwijzen naar het zoëven reeds aangekondigde artikel. Deze vorming van een gemiddelde heeft o.a. tot gevolg dat de geluidscomponenten met hoge frequenties relatief te zwak worden geregistreerd.

Een analoog effect krijgt men bij de weergave. De wisselspanning die in de spoel van de weergeefkop door het passeren van de band wordt geïnduceerd is evenredig met de snelheid waarmee de flux door de spoel verandert. Deze flux is bepaald door een soort gemiddelde over de magnetisatie

⁴⁾ Het is in principe ook mogelijk de band in zijn breedte- of in zijn dikterichting te magnetiseren. Bij de gebruikelijke magnetisatie in de lengterichting treedt altijd tevens een zekere magnetisatie in de dikterichting op.

binnen een bandgedeelte ter lengte van de spleetbreedte. Er wordt dus ook hier een gemiddelde gevormd, met als gevolg een relatieve benadeling van de hoge frequenties in het geluid. Het effect zal bij des te hogere frequenties merkbaar beginnen te worden naarmate men de veldspleet nauwer maakt en de bandsnelheid (v) groter: de veldspleet moet kleiner zijn dan de kortste golf die men in het geluidspoor op de band wil schrijven en weergeven. De golflengte voor een sinusvormig signaal met frequentie f wordt v/f . Bij de veel gebruikte bandsnelheid $v = 76,2$ cm/sec (30 inch/sec) en $f = 10\,000$ Hz krijgt men de golflengte $v/f = 76,2 \mu$. Voor de weergeefkop kiest men bij deze snelheid veelal een spleetbreedte van 10 à 20 μ , voor de opneemkop kan men een wat bredere spleet nemen, bijv. 25 à 40 μ , hetgeen nuttig is om een meer homogene magnetisatie over de dikte van de band te verkrijgen.

Laten we nu de totale frequentiekarakteristiek van een magnetofoon beschouwen, d.i. de verkregen wisselspanning als functie van de frequentie, van een band opgenomen met constante stroomamplitude. Doordat de geïnduceerde spanning op de weergeefspoel evenredig is met de snelheid van verandering van magnetisatie, zal zij met toenemende frequentie toenemen, met andere woorden, de frequentiekarakteristiek vertoont van nature een stijging, en wel met een factor 2 (6 dB) per octaaf. Bij hoge frequenties wordt de stijging langzamer, en bij de hoogste frequenties krijgt men zelfs een daling. Voor een deel is dit toe te schrijven aan de boven beschouwde invloed van de eindige spleetbreedten, voor een deel ook aan andere effecten: In het geluidspoor hebben de kortste golven de neiging zichzelf uit te vlakken, doordat dicht bij elkaar gelegen en tegengesteld gemagnetiseerde deeltjes een ontmagnetiserende werking op elkaar uitoefenen; in principe zou deze werking door het ijzer van de weergeefkop moeten worden opgeheven zodra het beschouwde bandgedeelte er dichtbij komt, maar ten gevolge van de kleine tussenruimte die steeds tussen band en kop aanwezig blijft, is de opheffing niet volledig. (Om het gehele effect zwak te maken, is derhalve een grote coërcitiefkracht van het magnetiseerbare materiaal gewenst.) Deze tussenruimte geeft tevens bij de allerkleinste golflengten gelegenheid aan de krachtlijnen zich grotendeels te sluiten zonder door het magnetisch circuit van de weergeefspoel te lopen. Ten slotte doen zich met toenemende frequentie de wervelstroomverliezen in de opneem- en weergeefkop steeds sterker gevoelen.

Terwijl dus de frequentiekarakteristiek van een

magnetofoon van nature een verloop toont als de getrokken lijn in fig. 2, wenst men in de praktijk uiteraard een vlakke karakteristiek. Hiertoe moet in de eerste plaats het oplopen van de karakteristiek bij gemiddelde frequenties worden gecorrigeerd.

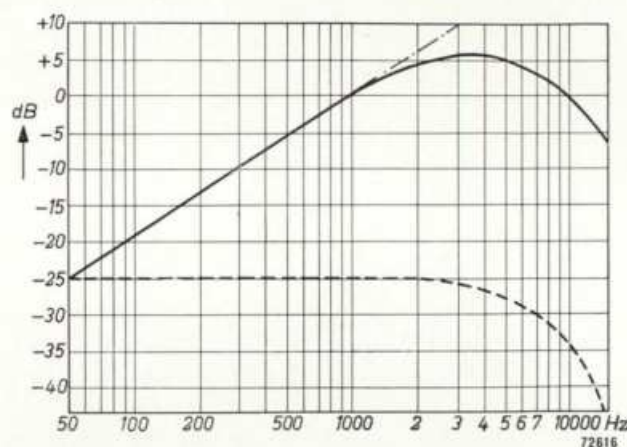


Fig. 2. Totale frequentiekarakteristiek van een magnetofoon; uitgezet is (in relatieve maat) de wisselspanning verkregen bij de weergave, bij constante stroomamplitude in de opneemspoel, als functie van de frequentie. De getrokken lijn geeft het verloop zonder correcties. De gestippelde, grotendeels horizontale lijn krijgt men door middel van een RC-netwerk in de weergeefversterker. De hoge frequenties moeten nog worden „opgehaald”.

Dit kan geschieden met een eenvoudig RC-netwerk in de weergeefversterker. Het resultaat is de grotendeels horizontale gestippelde kromme in fig. 2. In de tweede plaats moeten dan de hoge frequenties worden „opgehaald”. Men kan dit zowel in de opneem- als in de weergeefversterker bewerkstelligen. Het is in principe gunstiger reeds bij het opnemen de hoge tonen op te halen, aangezien zij dan hoger boven het niveau van het ruisen van de band komen; er bestaat dan echter het gevaar dat bij sterke passages in de hoge frequenties de verzadigingsmagnetisatie van het magnetische materiaal van de band wordt bereikt, met als gevolg een sterke vervorming. Men moet daarom een middenweg kiezen en de correctie gedeeltelijk bij het opnemen en gedeeltelijk bij het weergeven doen plaatsvinden. Gelukkig is bij orkestmuziek — bij het registreren waarvan de bezwaren van ruisen en vervorming het sterkst worden gevoeld — de sterkte van de componenten met hoge frequenties doorgaans geringer dan die met lage en middelbare frequenties. Dank zij deze omstandigheid kan men het grootste deel van de voor de hoge frequenties nodige correctie naar de opneemkant verschuiven.

Het wissen

Bij de magnetische band is het registragram vastgelegd door de magnetische toestand van de deeltjes en het kan dus door een sterk magneetveld worden

veranderd, in tegenstelling met de registratie volgens andere systemen, waarbij het registrogram, behoudens mechanische beschadiging, onveranderlijk is. Men mag daarom een band met magnetische geluidsregistratie niet bewaren op plaatsen waar sterke magneetvelden van permanente magneten, transformatoren, motoren en derg. aanwezig zijn. De wens om de band niet overmatig gevoelig te doen zijn voor toevallig in de buurt komende vreemde magneetvelden, is eveneens een reden waarom men van het magnetiseerbare materiaal van de band een niet te kleine coërcitiefkracht eist (zie hierboven).

Van het feit dat het registrogram op de band magnetisch kan worden beïnvloed, maakt men echter ook een dankbaar gebruik: men kan hierdoor een beschreven band weer magnetisch neutraal maken, zodat deze geschikt wordt voor een nieuwe opname. Dit zg. „wissen” geschiedt door een afzonderlijke kop, de wiskop, die in hoofdzaak weer gelijk is

eerst het wisselveld van de wiskop doorloopt. Men is dan altijd zeker dat de band „schoon” is als het geluidspoor er op wordt geschreven.

Bij registratie op een draad is het veel moeilijker een geregistreerd geluidspoor volledig uit te wissen. De draad wordt nl. door een gleuf in de opneem- en de wiskop getrokken. Het naar de open zijde van de gleuf gelegen gedeelte van de ronde draaddoorsnede staat slechts in geringe mate aan het opneemveld resp. aan het wisselveld bloot. Daar nu de draad onvermijdelijk altijd min of meer getordeerd wordt, zal na het wissen in het algemeen een gedeelte van de draaddoorsnede nog een rest van het geluidspoor dragen. Na herhaaldelijk opnemen en wissen leveren alle restanten tezamen een verward achtergrondgeluid. Dit is een extra geruisbijdrage, die aan de band vreemd is.

Als frequentie voor het wisselveld kiest men gewoonlijk 35 of 40 kHz. Het hoogfrequente bijveld voor het opnemen geeft men meestal een hogere frequentie, bijv. 100 kHz. Grote magnetofoons bevatten gewoonlijk twee afzonderlijke oscillatoren voor het



Fig. 3. Kophouder van een Philips magnetfoon (zie fig. 6), met van rechts naar links de wiskop, de opneemkop en de weergeefkop. Vóór de beide laatste koppen is een deksel van mu-metaal te zien, dat over de band heen wordt gesloten om storingen door overspreken en door vreemde wisselvelden tegen te gaan.

aan opneem- en weergeefkop. In de veldspleet van de wiskop kan een hoogfrequent magnetisch wisselveld worden opgewekt, dat zo is gekozen dat het materiaal van de band bij het er langs lopen een aantal eerst toenemende en dan weer kleiner wordende hysteresislussen beschrijft, die eindigen in het nulpunt van het $B-H$ -diagram. Met andere woorden, na passeren van de wiskop is het materiaal in de ongemagnetiseerde toestand teruggebracht.

In de uitgevoerde magnetofoons is de gang van zaken meestal deze dat bij het opnemen de band

opwekken van deze beide frequenties; in sommige toestellen volstaat men met één oscillator, waaruit de beide vereiste frequenties als harmonischen van één grondfrequentie worden verkregen.

De wis-, de opneem- en de weergeefkop worden bij grotere toestellen in het algemeen in een gezamenlijke afneembare kophouder bevestigd. Fig. 3 laat de kophouder van een der Philips magnetofoons zien. De houder is voorzien van stekers voor aansluiting op de versterkers. De weergeefkop en de opneemkop zijn geplaatst in dozen van een materiaal

met zeer hoge magnetische permeabiliteit (bijv. mu-metaal), die het onderling overspreken van de koppen en storing door inductie van uitwendige magnetische velden met netfrequentie (gebrom) zoveel mogelijk beperken. De veldspleten van opneem- en weergeefkop moeten nauwkeurig loodrecht op de looprichting van de band worden geplaatst; scheve plaatsing heeft weer een benadeling van de hoge frequenties ten gevolge ⁵⁾.

De aandrijving van de band

Voor een behoorlijke weergavekwaliteit is het een vereiste dat de snelheid van de band ter plaatse van de opneemkop en weergeefkop in zeer hoge mate constant is. De mechanische problemen die moeten worden opgelost om aan deze en aan enige bijkomende eisen wat betreft de aandrijving van de band te voldoen, verdienen wat nader te worden beschouwd ⁶⁾. Hierbij zullen wij ons in hoofdzaak baseren op de constructies die bij de Philips magnetofoons worden toegepast.

In principe wordt de gelijkmatige bandbeweging verkregen door middel van een nauwkeurig centrische as, die wordt aangedreven door een synchroonmotor en waartegen de band wordt gedrukt door een rubber rol (fig. 4). Natuurlijk moet deze trans-

portas van niet-magnetisch materiaal zijn en zeer weinig slijten. De excentriciteit wordt tot beneden de toelaatbare grens (ca. 4 μ) gereduceerd door de as terwijl ze in haar kogellegers loopt af te slijpen. De rubber aandrukrol moet zeer homogeen zijn en de druk wordt zo gekozen dat bij een bepaalde trekkracht (ca. 800 g) nog juist geen slippen optreedt.

Een synchroonmotor draait wel met een volmaakt constant gemiddeld toerental, maar op deze draaiing is steeds een geringe oscillatie gesuperponeerd. Ten dele is deze toe te schrijven aan het eindige aantal polen dat de motor bezit, ten dele aan een natuurlijke „slingerneiging”: naar gelang van de belasting van de motor blijft de rotor een bepaalde fazehoek achter bij het draaiveld van de stator, en deze hoek stelt zich in het algemeen niet aperiodiek, doch oscillerend in. Door bepaalde maatregelen in de constructie van de motor (waarvan een bespreking ons hier veel te ver zou voeren) wordt de slingerneiging zoveel mogelijk onderdrukt. Wat er dan nog van overblijft, alsmede de onregelmatigheid in de gang, veroorzaakt door de polen, wordt verder gereduceerd door op de transportas een vliegwiel te zetten en de as via een soepele koppeling (een „mechanisch filter”) door de synchroonmotor te doen aandrijven.

Wanneer men met opnemen of weergeven wil beginnen, moet de transportas snel op toeren worden gebracht, bijv. binnen enkele seconden. Om aan deze eis te voldoen, alsook om de synchroonmotor gemakkelijk in synchronisme met het net te doen komen, moet de motor een bepaald aanlooppkoppel bezitten, en dit zal groter moeten zijn naarmate men een vliegwiel met groter traagheidsmoment gebruikt. Het is daarom raadzaam, genoeg te nemen met een zodanig vliegwiel dat de snelheidsfluctuaties juist tot de toelaatbare grootte — waarvoor internationaal genormaliseerde grenzen zijn vastgesteld — worden beperkt; vervolgens kan men dan de synchroonmotor zo dimensionneren dat de aanlooptijd de gewenste waarde (bij de Philips-magnetofoons ca. 2 sec) niet overschrijdt.

Door het Comité Consultatif International de Radiodiffusion zijn voor magnetofoons, gebruikt in de omroep, de volgende toelaatbare snelheidsfluctuaties vastgesteld: bij 30 inch/sec bandsnelheid hoogstens 1 $\frac{0}{100}$, bij 15 inch/sec hoogstens 1.5 $\frac{0}{100}$ en bij 7.5 inch/sec hoogstens 5 $\frac{0}{100}$. Er zijn speciale apparaten ontwikkeld waarop men, bij weergave van een geregistreerde frequentie van 3000 Hz, de optredende snelheidsvariëaties direct in $\frac{0}{100}$ kan aflezen, eventueel gescheiden in fluctuaties met een frequentie < 20 Hz („wow”) en > 20 Hz („flutter”).

De synchroonmotor, die de transportas aandrijft, mag niet uit synchronisme vallen als de netspanning binnen de uiterste voorkomende grenzen varieert.

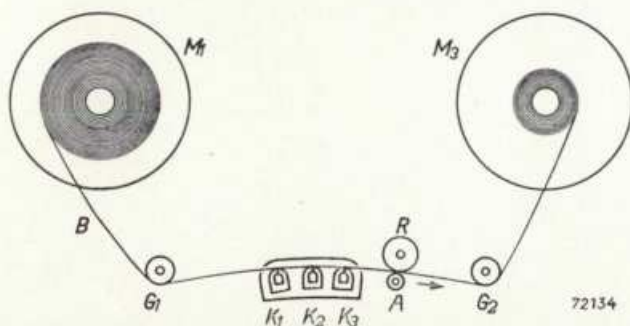


Fig. 4. Principe van de aandrijving van de band. A transportas, B magnetische band, R rubber rol die de band tegen de transportas drukt. Wis-, opneem- en weergeefkop K_1 , K_2 en K_3 zijn tezamen in een kophouder ondergebracht. M_3 opwindspoel, M_1 voorraadspoel, G_1 en G_2 geleiderollen.

⁵⁾ In feite is het slechts nodig dat de spleten bij het opnemen en het weergeven onderling evenwijdig staan. Om een opgenomen band op elke hiervoor geschikte machine te kunnen afspelen zonder verlies in de hoge tonen, is natuurlijk de loodrechte plaatsing van de spleten aangewezen. — Er zij hier nog opgemerkt dat in het geval van „amplitudeschrift”, waarmee men te maken heeft in het Philips-Miller-systeem en in een der fotografische registratiemethodes, een scheve plaatsing van de spleten een niet-lineaire vervorming van het geluid veroorzaakt; zie J. F. Schouten, Philips techn. T. 6, 110-119, 1941. In ons geval („intensiteitschrift”) treedt alleen een lineaire vervorming op (verandering van de frequentie karakteristiek als in de tekst genoemd).

⁶⁾ Vgl. ook: J. J. C. Hardenberg, Over het transport van geluidsfilm in opname- en weergavemachines, Philips techn. T. 5, 79-86, 1940. In dit artikel werden de analoge problemen van de aandrijving van de Philips-Miller-band behandeld.

Verder moet de motor in sommige apparaten omschakelbaar zijn voor twee bandsnelheden. In dit geval moet men het vliegwiel zodanig dimensioneren dat bij de kleinste bandsnelheid de fluctuaties niet te groot worden, en de synchroonmotor zodanig dat hij met dit (relatief zware) vliegwiel ook bij de grootste bandsnelheid snel genoeg aanloopt⁷⁾.

Tijdens het opnemen en weergeven moet niet alleen de transportas worden aangedreven, die de band meeneemt, maar natuurlijk ook de spoel waarop de band wordt opgewonden. Tevens moet de voorraadspoel, waarvan de band afloopt, worden geremd, teneinde de band strak te houden. Dit is nodig om de eerder vermelde tussenruimte tussen de band en de koppen waarlangs hij loopt, klein genoeg te houden (fig. 4). Bij het terugspoelen moet de voorraadspoel worden aangedreven en, om lusvorming te vermijden, de opwindspoel geremd. Het terugspoelen zal men in het algemeen met veel grotere bandsnelheid willen doen dan het opnemen en weergeven, maar het is tevens van belang over de mogelijkheid te beschikken de band óók met verhoogde snelheid vooruit te spoelen, bijv. om bij montage bepaalde gedeelten van een opgenomen band vlug bij elkaar te kunnen zoeken.

Bij de grote magnetofoons wordt, om in al deze eisen te voorzien, zowel de opwindspoel als de voorraadspoel door een afzonderlijke motor aangedreven. Bij opnemen en weergeven worden beide met een fractie van de netspanning bekrachtigd, de opwindspoel wikkelt dan langzaam op, de voorraadspoel ondervindt een gering koppel in tegengestelde richting en houdt dus de band strak. Voor het snel terug- en vooruitspoelen wordt de respectieve motor vol bekrachtigd, de band loopt dan 10 à 20 maal zo snel als normaal.

De trekkrachten die door de spoelmotoren op de band worden uitgeoefend, en de onvermijdelijke geringe fluctuaties in deze krachten, hebben natuurlijk invloed op de gelijkmatigheid van de bandbeweging langs opneem- en weergeefkop. Men krijgt aldus een zeer ingewikkeld samenstel, waarvan het gedrag het best kan worden overzien met behulp van een elektrisch vervangschema. In fig. 5 is dit schema getekend, in het bijschrift is er enige toelichting bij gegeven.

De trekkrachten van de spoelmotoren (in het schema als constant beschouwd en voorgesteld door de EMK E_3 resp. de weerstand R_1), zullen in het algemeen afhangen van de diameter van de rol band die reeds resp. nog op de spoel zit. In principe zou dit een verlopen van de bandsnelheid van het begin tot het einde van de band kunnen veroorzaken. Het is mogelijk door speciale constructie van de motoren de krachten onafhankelijk van de diameter te maken, de ervaring heeft ons echter

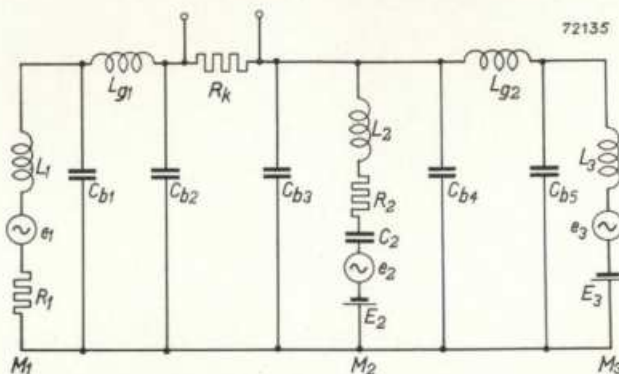


Fig. 5. Elektrisch vervangschema van het mechanische samenstel voor de aandrijving van de band. Hiermee kan de invloed van de diverse onderdelen op de bandsnelheid worden nagegaan. Een draaiende massa is voorgesteld door een smoorspoel (L), een constante aandrijfkracht door een EMK (E), fluctuaties in de kracht door een wisselspanning (e), een wrijving of constante remkracht door een weerstand (R), een veerkracht door een condensator (C). In het bijzonder is: M_2 synchroonmotor (met E_2 en e_2), L_2 vliegwiel met rotor en transportas, C_2 en R_2 veerkracht en inwendige wrijving van de soepele koppeling; M_3 motor van de opwindspoel (met E_3 en e_3), L_3 massa van rotor en opwindspoel; M_1 motor van voorraadspoel (met remkrachten R_1 en e_1), L_1 massa van rotor en voorraadspoel; R_k wrijving van de band over de koppen, L_{g1} , L_{g2} massa van geleiderollen, C_{b1} , C_{b2} , C_{b3} , C_{b4} en C_{b5} verende banddelen.

De bandsnelheid ter plaatse van de koppen wordt voorgesteld door de stroom die door R_k vloeit. In het ideale geval is dit een gelijkstroom zonder enige rimpel. Hiertoe is vereist dat de rimpelspanning afkomstig van e_2 volledig wordt afgevlakt door L_2 , C_2 , R_2 en C_{b3} ; e_1 wordt grotendeels afgevlakt door L_1 , het resterende gedeelte wordt afgevlakt door het „filter“ C_{b1} , L_{g1} , C_{b2} ; analoog voor e_3 .

geleerd dat men een niet al te grote variatie in de krachten, bijv. in de verhouding 1:4, nog zonder bezwaar kan toelaten. Voor zulk een beperking van de variatie is het slechts nodig de spoelkernen dik genoeg te kiezen.

Het is hier de plaats er op te wijzen dat de beschreven aandrijfmethode — waarbij de constante snelheid in hoofdzaak verzekerd wordt door de transportas — alleen bij band kan worden toegepast, niet bij draad. Bij registratie op draad zijn derhalve de snelheidsvariates in het algemeen aanmerkelijk groter en is een geleidelijk verlopen van de snelheid van het begin tot het eind van de registratie veel moeilijker te vermijden. Dit is vooral hinderlijk als men verschillende stukken uit een registratie aan elkaar last: op de plaats van de las hoort men bij het weergeven een sprong in de toonhoogten.

⁷⁾ In de machines met kleine bandsnelheid is het mogelijk de motor te laten lopen met de band los van de transportas: de band kan dan op het gewenste ogenblik onmiddellijk worden gestart door hem plotseling tegen de transportas te drukken. Bij grote bandsnelheid brengt dit teveel kans op afknappen van de band mee. Ook bij kleine bandsnelheid vereist de methode deugdelijke maatregelen om de rukken op te vangen.

Het snel heen en terugspoelen brengt ook een eigen probleem mee, nl. het onmiddellijk remmen van de band zodra het gewenste gedeelte is gevonden. Opwindspoel en voorraadspoel moeten dan in uiterste korte tijd en precies gelijktijdig tot staan worden gebracht, op straffe van lusvorming of van overmatige rek (of zelfs breken) van de band. Verschillende constructies zijn hiervoor beproefd. In de Philips magnetofoons is het probleem opgelost met behulp van nauwkeurig onderling ingestelde bandremmen op de beide spoelen, in werking gesteld door veren, die door Bowden-kabels automatisch worden vrijgegeven als men een drukknopschakelaar bedient die de motoren uitschakelt. Dit systeem werkt betrouwbaar, en het is soepeler en eenvoudiger dan de veelal toegepaste methode van electromagnetisch in werking gestelde remmen, waarbij het gevaar van hoorbare storingen door inductie op de band speciale maatregelen vereist. Om onnodige slijtage te vermijden, wordt bij het snel overspoelen de band door verplaatsing van een geleidevlakje (in fig. 3 tussen de wis- en de opneemkop te zien) afgelicht van de wis- en de opneemkop; hij blijft wel rakelings langs de weergeefkop glijden, zodat het geluid enigszins kan worden afgeluisterd en een snelle orientatie mogelijk is.

Enige uitgevoerde magnetofoons

Van de diverse types magnetofoons die door Philips worden vervaardigd, willen wij er hier een tweetal beschouwen om nog enkele bijzonderheden van de uitvoering toe te lichten: een groot toestel voor professionele doeleinden (gebruik in omroepstudio's en derg.; type no. 10028/03) en een klein, draagbaar, „semi-professioneel” toestel, dat ook voor gebruik door amateurs geschikt is (type no. EL 3540).

Het eerstgenoemde toestel is in fig. 6 afgebeeld. Dit toestel werkt naar keuze met een bandsnelheid van 76,2 of 38,1 cm/sec, wat bij een normale bandlengte van 970 m aan een speelduur van 21 resp. 42 minuten beantwoordt. De frequentie-karakteristiek is binnen $\pm$ en -2 dB vlak tussen 30 en 15 000 Hz, het stoorniveau (geruis, gebrom enz.) bij de weergave ligt 54 dB beneden het signaalniveau bij volle uitsturing van de band, d.i. het niveau waarbij de vervorming 2% bedraagt. Variaties in de bandsnelheid, zowel momenteel als over een hele band, blijven binnen 0,1% bij 76,2 cm/sec, en binnen 0,15% bij 38,1 cm/sec.

Het gehele toestel is ondergebracht in een stalen kast. Het aandrijfmechanisme is onder de bovenplaat gemonteerd, boven op deze plaat ziet men

de twee spoelen, de kophouder en de drukknoppen voor de bediening (zie ook fig. 7). In de kast bevinden zich twee naar achteren uitschuifbare laden, waarin de opneemversterker, de weergeefversterker met correctienetwerk, de twee hoogfrequente oscillatoren (100 kHz voor het opnemen, 40 kHz voor het wisselen) en een gemeenschappelijk voedingsapparaat zijn ondergebracht. De laden zijn voorzien van stekerstrippen, zodat zij gemakkelijk ter controle uit de kast kunnen worden verwijderd en weer op hun plaats geschoven.

Om dit toestel zo universeel mogelijk te maken, is zowel de hoogfrequente bijstroom als de spreekstroom regelbaar gemaakt: met behulp van twee schakelaars (onderste paneeltje in fig. 6) kan ieder op 11 verschillende niveaus worden ingesteld. Bovendien kunnen de hoge frequenties, met behulp van een regelaar, bij het opnemen in verschillende



Fig. 6. Grote magnetofoon voor omroepstudio's, filmstudio's enz., type no. 10028/03. Op de bovenplaat zijn de bandspoelen, de kophouder en de bedieningsknoppen te zien. In de kast zijn de versterkers, de oscillatoren en het voedingsapparaat ondergebracht.



Fig. 7. Close-up van de bovenplaat van de in fig. 6 afgebeelde magnetofon. Men herkent zonder moeite de in fig. 4 geschetste onderdelen van het aandrijfmechanisme. Links vooraan op de plaat de reeks drukknoppen voor de bediening. De eerste drukknop van links schakelt het toestel op overspoelen: door draaien aan de geheel links aangebrachte regelknop regelt men de snelheid en gaat men over van „vooruit” tot „terug” spoelen en vice versa. De tweede drukknop van links doet de machine op normale snelheid vooruit lopen; dit is de instelling op „weergeven”, aangezien de weergeefkop permanent op de weergeefversterker is aangesloten (alle versterkers enz. worden natuurlijk reeds van te voren ingeschakeld). De derde drukknop stelt de wiskop en opneemkop in werking. Om echter te voorkomen dat men, per abuis op deze knop drukkend, een gedeelte van een opgenomen band ongewild uitwist, is deze knop vergrendeld, nl. zo, dat hij zijn schakelfunctie slechts kan vervullen als hij tegelijk met de tweede knop (die niets anders doet dan de machine starten) wordt neergedrukt. De vierde knop ten slotte doet elk der eerst genoemde knoppen terugspringen en zet gelijktijdig het apparaat door afremming van de motoren stil.

mate worden opgehaald. Men kan hierdoor magnetische bandsoorten met uiteenlopende eigenschappen gebruiken en toch steeds een optimale weergavekwaliteit realiseren.

Op het bovenste paneeltje in fig. 6 ziet men o.a. een meetinstrument. Hierop kan men, afhankelijk van de stand van een schakelaar op hetzelfde paneel, aflezen: het opneemniveau, de wisstroom, de bijstroom, en het weergeefniveau. De opneemen de weergeefversterker zijn er op berekend het signaal te ontvangen resp. af te leveren op normaal „lijnniveau”, d.i. een niveau dat geschikt is bijv. voor transmissie van het signaal over een telefoonlijn naar een omroepzender. Parallel aan de meter is een klink geschakeld waarop men bijv. een hoofdtelefoon kan aansluiten om hiermee het opnemen of weergeven te controleren.

Dank zij zeer nauwe toleranties bij de fabricage ligt de gevoeligheid van een opneemkop of een weergeefkop zeer goed vast, evenals de overige eigenschappen. Men kan derhalve een defecte kop zonder enige bijregeling van het apparaat door een nieuwe vervangen en krijgt binnen ca. 1 dB weer hetzelfde weergeefniveau.

Fig. 8 toont het tweede toestel dat we hier willen bespreken. Dit is veel eenvoudiger uitgevoerd. Het bezit slechts twee koppen, een wiskop en een opneem/weergeefkop; slechts één oscillator — voormagnetisatie en wissen geschieden beide met 45 kHz —; slechts één motor, die door een om-schakelbare mechanische overbrenging de drie



Fig. 8. Kleine, draagbare magnetofon, type no. EL 3540, voor professioneel gebruik alsook voor gebruik door amateurs. Links de microfoon, rechts de luidspreker; de eigenlijke magnetofon is in één klein koffertje ondergebracht.

functies van normale bandaandrijving, snel vooruit en snel terug spoelen kan vervullen; en ten slotte zijn ook de versterkers voor het opnemen en voor het weergeven gecombineerd: één eindpenthode wordt door omschakeling voor beide functies gebruikt, met dien verstande echter dat bij het weergeven de penthode van de oscillator — die dan ongebruikt zou staan — met de eerstgenoemde buis in balans wordt geschakeld om de weergavekwaliteit nog te verbeteren. Door aldus met de beperkte middelen te woekeren, is een toestel verkregen dat toch nog een zeer behoorlijke weergave levert en overigens ook alle nodige faciliteiten in het gebruik biedt. Doordat de versterker van dit toestel een eindtrap bevat, is dit toestel te gebruiken met veel lagere ingangs- resp. veel hogere uitgangsniveaus dan het eerst beschrevene: men kan hierbij desgewenst rechtstreeks de spreekstromen van een microfoon opnemen, en een geregistreerde band kan men direct door een luidspreker weergeven. Het toestel werkt met een bandsnelheid van 19 cm/sec en het kan op de spoelen een band bevatten van ca. 515 m lengte, d.i. dus 45 minuten onafgebroken speelduur. De frequentiekenarakteristiek is binnen $\pm$ en -3 dB vlak tussen 60 en 6000 Hz. Het ruisniveau ligt 50 dB beneden het signaalniveau bij volle uitsturing, momentele variaties van de bandsnelheid blijven binnen 0,15%, de totale variaties op een band zijn iets groter maar nog klein genoeg, nl. ca. 0,5%. De versterker veroorzaakt bij 1 W uitgangsvermogen een vervorming van minder dan 2%, bij 6 W minder dan 5%. Het toestel heeft een „magisch oog”, waarmee men bij het opnemen de modulatie diepte kan controleren, en desgewenst kan men bij het weergeven het ruisniveau nog iets drukken ten koste van de intensiteit der hoogste weergegeven frequenties, met behulp van een klankregelaar. De bediening is, met het oog op het eventuele gebruik van dit toestel door leken, zoveel mogelijk vereenvoudigd, o.a. wat betreft het inleggen van de band.

Een bijzonderheid, waarmee wij dit artikel willen besluiten, is een voorziening voor het ontmagneti-

seren van de opneem/weergeefkop. Elke keer als men tijdens het werken van het toestel van opnemen overschakelt op weergeven, ontstaat er een stroomstoot door de spoel van de kop, waardoor in het ijzer hiervan een zekere, zij het zwakke, remanente magnetisatie wordt teweeggebracht. Hetzelfde kan gebeuren als men de kop bij het opnemen door een te sterk signaal overbelast, of als men met een of ander stalen gereedschap, bijv. een schroevendraaier, te dicht bij de kop komt. Daar nu een remanente magnetisatie van de kop vervorming en geruis bij het opnemen veroorzaakt, is het gewenst de kop te ontmagnetiseren. Dit geschiedt bij het hier beschouwde semi-professionele toestel automatisch bij elke omschakeling: drukt men de omschakelknop neer, dan wordt heel even de opneem/weergeefkop losgeschakeld en op een geladen condensator aangesloten. De condensator ontladst zich met een gedempte trilling over de spoel van de kop, waardoor deze onder alle omstandigheden in de geheel ontmagnetische toestand wordt teruggebracht.

Bij professionele toestellen met gescheiden opneem- en weergeefkop treedt de vermelde omschakelstroomstoot niet op en is er ook minder reden om voor de andere magnetisatie-oorzaken beducht te zijn, zodat men daar volstaan kan met nu en dan eens de koppen op de gebruikelijke wijze met een afnemend wisselveld te demagnetiseren.

Samenvatting. Beschrijving van het principe van de magnetische geluidsregistratie op een band, zoals die thans wordt toegepast. De samenstelling van de band wordt besproken aan de hand van de magnetische en mechanische eisen waaraan hij moet voldoen. Er volgt een globale behandeling van het registreren met hoogfrequent bijveld, van de totale frequentiekenarakteristiek alsmede de correcties die men hierin aanbrengt, en van het uitwissen van een geregistreerd geluidspoor. Aandacht wordt besteed aan het probleem van de aandrijving van de band, met name aan de voorzieningen voor het verkrijgen van een zeer constante bandsnelheid bij het opnemen en weergeven en voor het snel heen en terugspoelen van de band bij montage, controle enz. Aan het slot worden een tweetal types van de door Philips vervaardigde magnetofoons bekeken, nl. een groot toestel voor gebruik in omroepstudio's en dergelijke, en een klein draagbaar toestel dat ook voor gebruik door amateurs geschikt is. De belangrijkste eigenschappen van deze toestellen worden vermeld en een aantal constructieve bijzonderheden naar voren gebracht.

GERUIS VAN ELECTRONENBUIZEN BIJ ZEER HOGE FREQUENTIES

II. DE TRIODE

door G. DIEMER en K. S. KNOL.

621.396.822:621.396.645.029.6

Het geruis van een triode bij zeer hoge frequenties wordt (evenals het geruis van een diode) bepaald door de vorm van de stroomimpulsen die de individuele door de buis bewegende electronen in de uitwendige leidingen veroorzaken. Zal de triode als onderdeel van een versterker goed kunnen functionneren, dan dient het geruis dat door deze buis in de uitgangsleding wordt opgewekt zo gering mogelijk te zijn. Men kan, door een oordeelkundige keuze van de schakelementen buiten de buis, dit doel bevredigend verwezenlijken.

Geruis van een triode

Het geruis van een triode wordt, evenals in een diode, veroorzaakt door de fluctuaties in de bewegingstoestand van de electronen in de buis. Zoals in een voorafgaand artikel ¹⁾ is uiteengezet, kunnen wij het ruisverschijnsel bestuderen door de convectieruisstroom in de buis in componenten van verschillende frequenties te ontleden (Fourieranalyse) en het verband na te gaan dat bestaat tussen deze convectiestroomcomponenten en de ruisstroomcomponenten in de uitwendige leidingen van de buis. Onder de convectiestroom verstaat men de netto hoeveelheid lading die per seconde een doorsnede van de buis passeert. De convectiestroom houdt bij frequenties van de orde van de reciproke looptijden der electronen slechts indirect verband met de stroom in de uitwendige keten, daar deze laatste in feite een geïnduceerde stroom is (de electronen induceren op hun weg door de buis ladingen op de electrodes). Toch kan men de stroom in de uitwendige leiding, althans de Fourier-componenten ervan, in de Fourier-componenten van de convectiestroom, die bij de kathode begint, uitdrukken, en wel door een zg. looptijdfunctie Ψ . Deze functie hangt af van de looptijd τ van de electronen tussen twee electrodevlakken in de buis, en natuurlijk van de frequentie f .

Is in de ingangsleding van de buis een signaalspanning aanwezig, dan zal men de signaalspanning in de uitgangsleding ook door middel van een looptijdfunctie kunnen uitdrukken in de convectiesignaalstroom die door het signaal wordt

veroorzaakt. Deze convectiestroom loopt echter in een electrisch veld dat zekere fazebetrekkings bezit ten opzichte van het uitwendige aangebrachte signaal. Zulk een verband is voor de ruisstromen uiteraard afwezig. Het gevolg hiervan is, dat de looptijdfunctie voor de signaalstromen afwijkt van die voor ruisstromen.

In een triode kan men twee „buisruimten” onderscheiden, nl. de kathode-rooster-ruimte en de rooster-anode-ruimte (cg-ruimte resp. ga-ruimte). Voor de bestudering van de ruis- en signaalstromen dient men de convectiestromen in beide ruimten achtereenvolgens te beschouwen. Het zal blijken dat er een verband bestaat tussen beide convectiestromen, een verband dat afhangt van de aard van de schakeling waarin zich de triode bevindt.

Schakelingen van een triode

Bij een triode zijn drie verschillende schakelingen mogelijk, waarbij telkens één electrode, de „basis”, gemeenschappelijk is aan ingangs- en uitgangsleding. Deze drie schakelingen noemt men: kathodebasis-, roosterbasis- en anodebasisschakeling. Zij zijn in fig. 1 weergegeven; 1 en 2 stellen resp. de ingangskring en de uitgangskring voor, die we voorlopig hoogfrequent kortgesloten denken, zodat er wel hoogfrequente stromen in deze leidingen

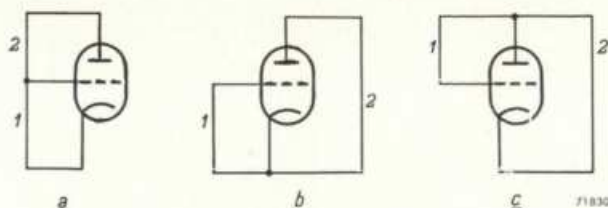


Fig. 1. Schematische voorstelling van de drie schakelwijzen van een triode: a) roosterbasisschakeling, b) kathodebasisschakeling, c) anodebasisschakeling; 1 is de ingangskring, 2 de uitgangskring, beide hoogfrequent kortgesloten gedacht.

¹⁾ G. Diemer en K. S. Knol, Geruis van electronenbuizen bij zeer hoge frequenties, I. De diode, Philips techn. T. 14, 93-105, 1952 (No. 4). In dit artikel, dat in het vervolg met I aangeduid zal worden, is een fout geslopen: in het onderschrift van figuur 11, laatste zin, dienen de woorden „en de volgende” te vervallen.

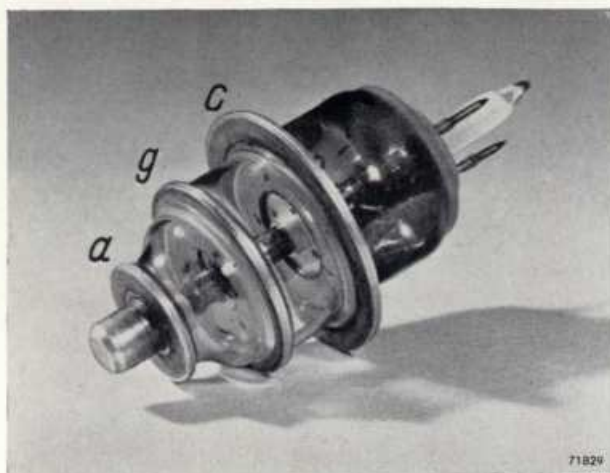


Fig. 2. Experimentele schijftriode; *c* is de kathodeschijf, *g* de roosterschijf en *a* de anodeschijf (die van een hoedje is voorzien).

kunnen vloeien maar geen wisselspanningen van hoge frequentie tussen de electrodevlakken staan.

Voor lage en middelbare frequenties is de kathodebasisschakeling de meest gebruikte, voor zeer hoge frequenties past men in versterkers bij voorkeur de roosterbasisschakeling toe. In deze schakeling fungeert nl. het rooster (als het voor hoge frequenties geaard is) als natuurlijke afscherming tussen ingangselectrode (kathode) en uitgangselectrode (anode). Bovendien zullen, indien het rooster is gemonteerd op een metalen schijf die buiten het glas uitsteekt (schijftriode of „disc-seal” triode, fig. 2), bij de roosterbasisschakeling de hoogfrequente ingangstromen en de hoogfrequente uitgangstromen elkaar niet kunnen beïnvloeden, daar deze stromen ten gevolge van het huideffect ieder aan een andere zijde van de roosterschijf lopen. Op deze wijze bereikt men dat de elektrische koppeling, die aanleiding zou kunnen geven tot terugwerking tussen uitgang en ingang, zo klein mogelijk is. De anodebasisschakeling wordt in het algemeen weinig gebruikt, en wij zullen ze in het vervolg buiten beschouwing laten.

Stroomimpulsen in een triode

Het potentiaalverloop tussen kathode- en rooster-vlak in een triode wijkt bij niet te extreme waarden van rooster- en anodespanning weinig af van dat in een diode. Er is een potentiaalminimum, dat ergens tussen kathode en rooster in ligt, en dat wij ons voor het gemak voortaan vlak bij de kathode zullen denken (zoals in de praktijk ook vaak het geval is). Een electron dat van de kathode naar het rooster loopt (looptijd τ_{cg}) geeft dan, juist als bij de diode, aanleiding tot een nagenoeg parabolische stroomimpuls in de uitwendige keten, d.i. hier het

verbindingscircuit tussen kathode en rooster; zowel voor rooster- als voor kathodebasisschakeling is dit de ingangseinding. Deze stroomimpuls is als kromme 1 in fig. 3a voorgesteld. Na het passeren van het rooster geeft het electron, in zijn loop van rooster tot anode (looptijd τ_{ga}), aanleiding tot een stroomimpuls van de vorm 2 in fig. 3a in het circuit tussen deze twee electrodes, d.i. in de genoemde gevallen de uitgangseinding. In de roosterbasisschakeling loopt deze tweede impuls alleen door de uitgangseinding. In de kathodebasisschakeling doorloopt de tweede impuls echter de ingangs- en uitgangseinding in serie, waarbij de stroomrichting in de ingangseinding tegengesteld is aan de richting van de eerste impuls in deze leiding. Terwijl dus fig. 3a rechtstreeks de stroomimpulsen in ingangs- en uitgangseinding voor de roosterbasisschakeling weergeeft, worden de totale stroomimpulsen in de beide leidingen voor de kathodebasisschakeling zoals in fig. 3b is geschetst.

Uit deze stroomimpulsen nu zullen wij het geruis van de triode afleiden.

De stroomimpulsen in de ingangseinding zijn verantwoordelijk voor het geruis in deze leiding, het zg. ingangsgeruis. Evenzo zullen de stroomimpulsen in de uitgangseinding voor het uitgangsgeruis verantwoordelijk zijn. Zoals we later zullen zien, is het niet voldoende alleen het uitgangsgeruis te beschouwen; het ingangsgeruis is, indien in de ingangseinding eindige impedanties aanwezig zijn, wel degelijk ook van belang voor de eigenschappen van buis en schakeling. Wij zullen dan ook

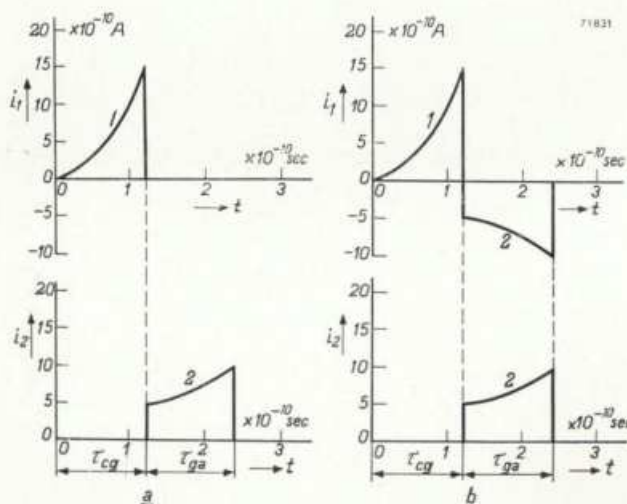


Fig. 3. a) Een electron dat in een triode van kathode naar anode loopt, geeft aanleiding tot stroomimpulsen in de ingangseinding (i_1) en de uitgangseinding (i_2). Bij de vereenvoudigende veronderstelling, dat de potentiaalverdeling tussen kathode en rooster zo is dat de wet van Child geldt (zie I), hebben deze impulsen in de roosterbasisschakeling de vormen 1 (in ingangseinding) resp. 2 (in uitgangseinding). b) In de kathodebasisschakeling loopt door de ingangseinding zowel de impuls 1 als de impuls 2 (de laatste in tegengestelde richting). In de uitgangseinding loopt alleen de impuls 2.

ingangsgeruis en uitgangsgeruis beide bespreken.

Natuurlijk hebben beide stroomimpulsfiguren 1 en 2 in fig. 3 een oppervlakte gelijk aan de elementaire lading. Maakt men een Fourier-analyse van de stroomimpulsen in de ingangsleding van de kathodebasisschakeling, dan vindt men dientengevolge dat bij lage frequenties beide impulsen elkaar vrijwel compenseren, met andere woorden: dat de amplitudes der ingangsc componenten van lage frequenties nagenoeg nul zijn. Voor de roosterbasisschakeling geldt dit niet; daar kan men bij lage frequenties echter de impulsen oneindig smal denken, en vindt dan (vgl. I) bij deze frequenties een spectrum met een van de frequentie onafhankelijke, eindige, amplitude. Dit laatste geldt ook voor de uitgangstromen in beide schakelingen. Anders gezegd: bij lage frequenties zijn het uitgangsgeruis in de kathodebasisschakeling, en het ingangsen uitgangsgeruis beide in de roosterbasisschakeling, direct te vergelijken met het normale hageffect in een diode. Het ingangsgeruis in de kathodebasisschakeling is daar echter nagenoeg nul.

Wij willen nu het geruis bij frequenties van de orde der reciproke looptijden (of lager) nagaan. Denken wij ons nog steeds ingangs- en uitgangskring kortgesloten, dan bestaan bepaalde fazebetrekkingen tussen de ruisstromen in de ingangs- en uitgangsleding. Wij zullen eerst de stromen in de ingangsleding onderzoeken, en wel aan de hand van een vectordiagram (fig. 4). De pijltjes in dit diagram stellen de componenten der diverse ruisstromen voor bij een bepaalde frequentie f .

Bij de roosterbasisschakeling blijft de ruisstroom i_1 in de ingangsleding een zekere hoek, de looptijdhoek α_{cg} (die met τ_{cg} en met de frequentie samenhangt volgens een looptijd functie) in faze achter bij de convectieruisstroom i_{con} die bij de kathode (het potentiaalminimum) begint: de ruisstroom i_2 in de uitgangsleding blijft een looptijdhoek α_{ga} achter bij i_1 . De resulterende ruisstroom in de ingangsleding is hier direct gegeven door i_1 , de grootte ervan hangt weinig van de frequentie af, zolang deze niet al te hoog is.

Voor de kathodebasisschakeling is dit anders. In fig. 4b is het vectordiagram dat bij deze schakeling behoort weergegeven. In de ingangsleding loopt ten eerste een ruisstroom i_1' die een hoek α_{cg} in faze achterblijft bij i_{con} , en ten tweede een ruisstroom i_1'' , die in tegenfaze is met de ruisstroom i_2 in de uitgangsleding. Deze laatste blijft weer een hoek α_{ga} achter bij i_1' . De resulterende ruisstroom in de ingangsleding is dus i_1''' . Door vergelijking van de figuren 4a en 4b ziet men dadelijk, dat de resulterende ruisstroom in de ingangsleding bij de

kathodebasisschakeling veel kleiner is dan bij de roosterbasisschakeling. Bij lage frequenties was de ingangstroom in de kathodebasisschakeling, zoals we gezien hebben, nagenoeg nul. (Dit komt doordat α_{ga} bij lage frequenties vrijwel nul is.) Bij hoge frequenties treedt wel een eindige ingangsruijsstroom op, doch die is nog steeds gering. Er blijft dus ook bij hoge frequenties nog steeds een zekere compensatie van de impulsen 1 en 2 in fig. 3b bestaan.

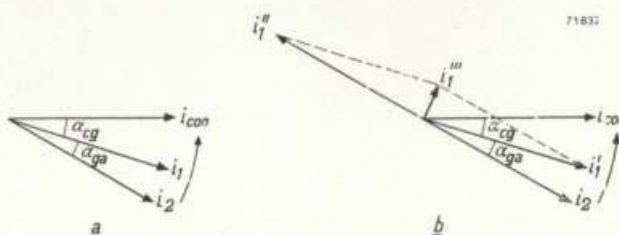


Fig. 4. Vectordiagram voor de ruisstromen in een triode. Uitgezet zijn de vectoren van de stroomcomponenten bij een bepaalde frequentie, de gebogen pijl geeft de draairichting aan, de hoek tussen twee vectoren is het fazeverschil van deze stroomcomponenten. i_{con} stelt de convectieruisstroom voor van de electronen die bij de kathode hun tocht door de buis beginnen, bij de amplitude van i_{con} is rekening gehouden met de ruisonderdrukking door de ruimtelading; i_1 is de ruisstroom in de ingangsleding van de triode, i_2 die in de uitgangsleding. De hoek α_{cg} tussen i_1 en i_{con} hangt samen met de looptijd τ_{cg} in de kathoderoosterruimte, de hoek α_{ga} tussen i_2 en i_1 hangt samen met τ_{ga} . a) geldt voor de roosterbasisschakeling, b) voor de kathodebasisschakeling. In deze laatste schakeling bestaat de stroom in de ingangsleding uit twee componenten i_1' en i_1'' corresponderend met de impulsen 1 en 2 in fig. 3b; i_1' is de fazehoek α_{cg} achter bij i_{con} , i_1'' is een hoek 180° in faze achter bij i_2 (de stroom in de uitgangsleding) en heeft dezelfde amplitude als i_1' . De totale ruisstroom in de ingangsleding is i_1''' . Voor lage frequenties is α_{ga} ongeveer gelijk aan 0 en i_1''' is dan ook nul. Alleen voor hoge frequenties heeft i_1''' een, zij het kleine, eindige waarde en loopt dan nagenoeg 90° in faze voor bij i_1' .

De bijdrage van het hageffect tot de ruisstroom bij hoge frequenties in de ingangsleding van een triode noemen wij het geïnduceerde ingangsgeruis (of ook wel looptijdgeruis) van de triode²⁾. Dit geruis is dus bij de kathodebasisschakeling veel geringer dan bij de roosterbasisschakeling. Deze geïnduceerde ruisstromen oefenen geen invloed uit op de uitgangsruijsstromen, zolang de ingang hoogfrequent is kortgesloten. De invloed bij eindige waarde van de ingangsadmittantie wordt hieronder behandeld: hij blijkt niet altijd schadelijk te zijn.

Zet men op het rooster van een triode een hoogfrequent signaalwisselspanning V_g , dan kan men voor de Fouriercomponenten van de signaalstromen behorende bij de frequentie van deze spanning weer een vectordiagram maken, nu echter

²⁾ Dit is een uitbreiding van het gelijknamige begrip dat door C. J. Bakker is ingevoerd: Philips techn. T. 6, 129-138, 1941.

met andere looptijdhoeken: $\alpha'_{cg} \neq \alpha_{cg}$ en $\alpha'_{ga} \neq \alpha_{ga}$, daar de looptijd functies anders zijn (fig. 5). Zoals men ziet, is de component I_1'''' van de ingangsstroom die in fase is met het ingangssignaal, in de kathodebasisschakeling veel kleiner dan in de roosterbasisschakeling. Dit betekent dat de elektronische ingangsdamping, althans voor niet te hoge frequenties, in het eerste geval veel kleiner is. Voor frequenties van de orde van de reciproke looptijden gaat bij de kathodebasisschakeling de damping toenemen. Men spreekt in dit geval van looptijddamping.

Deze looptijddamping zou men zich als een fictieve ruisbron kunnen voorstellen, die het looptijdgeruis (dus het hoogfrequente geruis in de ingangskring) levert. Doet men dit, dan vindt men dat de equivalente temperatuur van de „looptijdweerstand” ongeveer 1,5 maal de kathodetemperatuur bedraagt.

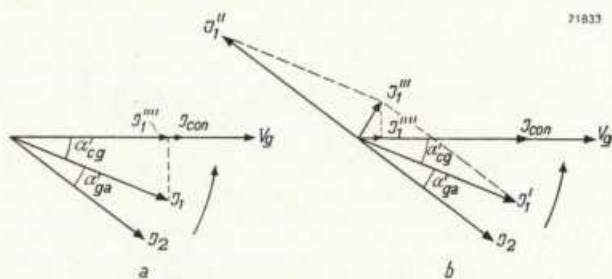


Fig. 5. Vectordiagram voor de signaalstromen in een triode. De symbolen hebben dezelfde betekenis als in fig. 4 (om aan te duiden dat het nu om signaalstromen gaat zijn de kleine letters vervangen door grote letters en de looptijdhoeken voorzien van accenten). De convectiestroom die bij de kathode start, I_{con} , is in fase met de signaalspanning V_g . a) Roosterbasisschakeling, b) kathodebasisschakeling. In deze laatste schakeling is de component I_1'''' die in fase is met de signaalspanning (dus met I_{con}) zeer klein: er is slechts geringe elektronische ingangsdamping.

Het is echter zeer gevaarlijk een dergelijke looptijdweerstand in te voeren, omdat men dan de fazebetrekkingsen tussen de ruisstromen in ingangs- en uitgangsleding over het hoofd ziet. Een dergelijke correlatie tussen ingang- en uitgangstromen zou voor 100% bestaan als alle electronen dezelfde looptijd hadden. Door onregelmatigheden in het kathodeoppervlak, door de snelheidsverdeling der electronen en door de inhomogeniteiten die de roosterdraden in de potentiaalverdeling introduceren, treedt echter een spreiding in de looptijden op. De correlatie is dan niet meer volledig, doch nog niet geheel verdwenen³⁾.

Om dezelfde reden is het ongewenst bij hoge frequenties gebruik te maken van het begrip

equivalenten ruisweerstand, dwz. een weerstand die men zich in de ingangsleding van een ruisvrij onderstelde buis denkt, en die juist groot genoeg is om bij kamertemperatuur dezelfde ruisstroom in de uitgangsleding te veroorzaken als de, in werkelijkheid wel geruis producerende, buis zelf levert. Zoals men kan afleiden, hangt deze fictieve ruisweerstand nauw samen met de steilheid van de buis.

De steilheid wordt bepaald door de electronen die de kathode verlaten met een voorwaartse snelheid liggend in een nauw snelheidsgebiedje, zodanig dat hun gedrag (al of niet passeren van het potentiaalminimum, en dus al of niet bijdragen tot de anodestroom) geheel bepaald wordt door variaties in de diepte van het potentiaalminimum, zoals door roosterspanningsvariaties worden veroorzaakt. In I hebben we deze electronen α - β -electronen genoemd (zij zijn ook verantwoordelijk voor de statische inwendige weerstand van een diode).

Op deze wijze beschouwd, zou het geruis in de uitgangskring dus bepaald worden door de α - β -electronen. Maar uit het voorgaande zal duidelijk zijn, dat dit geruis nagenoeg geheel wordt veroorzaakt door het veel grotere aantal electronen die steeds naar de anode doorgaan (in I β -electronen genoemd). Door rechtstreeks deze β -electronen, met hun beïnvloeding van het potentiaalminimum, te beschouwen kunnen wij het uitgangsgeruis berekenen zonder de steilheid in onze beschouwingen te betrekken. Het uitgangsgeruis hangt slechts zeer indirect samen met de steilheid, dus met de equivalente ruisweerstand. Beschrijft men het geruis met behulp van deze weerstand, dan ziet men zoals gezegd bovendien licht de samenhang tussen de diverse geruisoorzaken over het hoofd.

Triode in versterkerschakeling; ruisfactor

Wij zullen ons nu gaan bezighouden met de invloed van het elektronisch geruis van een triode op de nuttige versterking die deze buis als onderdeel van een versterker, dus bij niet kortgesloten buiskringen, kan geven. Beschouwen wij eerst het begrip nuttige versterking. Een maat voor de relatieve invloed van het geruis is de geruis-sigitaalverhouding, waaronder men verstaat de verhouding van het ruisvermogen tot het signaalvermogen dat, in de richting van de ingangszijde naar de uitgangszijde, een bepaald „doorsnijdingsvlak” van de versterker passeert (bijv. de uitgangsklemmen).

De mogelijkheid om een gegeven, klein signaal nog op effectieve wijze te versterken, wordt geheel door de geruis-sigitaalverhouding bepaald. Is het signaal

³⁾ A. van der Ziel en A. Versnel, Philips Res. Rep. 3, 255-270, 1948; W. Kleen, Frequenz 3, 209-216, 1949; A. van der Ziel, Can. J. of Technology 29, 540-553, 1951.

zo zwak dat de geruis-signaalverhouding aan de uitgangsklemmen groter dan 1 is, dan betekent dit dat het uitgangssignaal in het geruis „verdrinkt” en niet of zeer moeilijk van het geruis is te scheiden. In de praktijk hangt het geheel van de aard van de toepassing af, welke geruis-signaalverhouding aan de uitgang van de versterker men nog wil toelaten. Voor televisie-ontvangers bijv. eist men waarden van de orde van 1%, in radarapparaten is men al met geruis-signaalverhoudingen iets kleiner dan 1 tevreden. In speciale meetversterkers, bijv. dienende om het geruis uit de interstellaire ruimte bij decimetergolven te meten, moet men genoeg nemen met geruis-signaalverhoudingen van de orde van 100. Door bijzondere maatregelen heeft men echter toch bereikt, dat variaties in de gemiddelde intensiteit van het te meten „signaal” (dat in dit geval zelf geruis karakter bezit), die ca. 1⁰/₁₀₀ van het geruis van de versterker bedragen, nog zijn aan te tonen.

Bij zeer hoge frequenties wordt de geruis-signaalverhouding aan de uitgangsklemmen beïnvloed door de schakelementen buiten de buis ⁴⁾. Dit is voor lage frequenties niet het geval. De oorzaak is weer te zoeken in het verschillend gedrag van signaalstromen en ruisstromen op hun weg door de buis, hetwelk we reeds eerder hebben vermeld. Is er een („terugwerkings”-) admittantie in de schakeling tussen ingangs- en uitgangsklemmen aanwezig, dan zal een ruis spanning die in de ingangskring optreedt, langs twee wegen een ruis spanning in de uitgangskring opwekken, nl. door de buis versterkt, en buiten de buis om. Een signaal in de ingangskring levert eveneens twee bijdragen tot het signaal in de uitgangskring. Daar nu de signaalstromen op hun weg door de buis, bij hoge frequenties een ander lot ondergaan dan de ruisstromen (verschillende looptijd functies), zal variëren van de terugwerkingsadmittantie de geruis-signaalverhouding aan de uitgangsklemmen kunnen wijzigen.

Wij komen aanstonds hierop terug, maar willen hier alvast vermelden, dat de mogelijkheid bestaat om het geruis in de uitgangsleding, en daarmee de geruis-signaalverhouding aan de uitgangsklemmen, zeer gering te maken. Dit bereikt men bijv. door de terugwerkingsadmittantie zodanig te kiezen dat profijt wordt getrokken van de faserelaties die tussen de diverse ruisstromen bestaan. Deze mogelijkheid (die in de gangbare opvattingen vrijwel steeds wordt ontkend) is zowel voor de roosterbasis- als voor de kathodebasis schakeling aanwezig.

De invloed van de terugwerkingsadmittantie op het geruis in de uitgangskring die bestaat dank zij de faze betrekkingen tussen de diverse ruisstromen illustreert nogmaals dat het niet gewenst is het hoogfrequente uitgangsgeruis te beschrijven met de begrippen equivalente ruisweerstand en ruistemperatuur.

De geruis-signaalverhouding aan de uitgang van de versterker hangt af van het ingangssignaal. Men kan dit binnen wijde grenzen variëren, en daarmee de geruis-signaalverhouding, zonder dat het geruis behoeft te veranderen. Om een quantitatieve maat voor de gevoeligheid van de versterker te verkrijgen (dus voor het kleinste signaal dat men nog „nuttig” kan versterken) zou men de geruis-signaalverhouding moeten kennen bij een standaardvermogen van het ingangssignaal. Men kan bijv. hiervoor nemen het signaalvermogen dat even sterk is als het maximale ruisvermogen dat een willekeurige weerstand zou kunnen afgeven als hij in thermisch evenwicht is met de omgeving (i.e. $kT\Delta f$, zie formule (2) in I); zulk een weerstand is altijd wel in de ingangskring aanwezig. De geruis-signaalverhouding behorende bij dit standaard-ingangssignaal noemt men de ruisfactor F ⁵⁾. De ruisfactor wordt vaak uitgedrukt in decibels, en dan ruisgetal N genoemd.

In de literatuur komt men vele op het eerste gezicht verschillende definities van F tegen. Om ons zo goed mogelijk bij de moderne inzichten aan te passen, veralgemenen wij enigszins de hierboven gegeven definitie (zonder echter met die definitie in strijd te komen), en wel als volgt: F is het quotient van de geruis-signaalverhouding aan de uitgang van de versterker en de geruis-signaalverhouding aan de klemmen van de ingangswaerstand op kamertemperatuur, wanneer deze geacht wordt zuiver thermisch geruis te leveren. Onze vorige definitie was van deze definitie een speciaal geval: het standaardsignaal werd nl. zo gekozen dat de geruis-signaalverhouding aan de klemmen van de ingangswaerstand gelijk aan 1 was.

Is de aldus gedefinieerde ruisfactor van een versterker bekend, dan kan men zonder verdere gegevens direct berekenen hoe klein het ingangssignaal dat versterkt moet worden nog zal mogen zijn, wil de geruis-signaalverhouding aan de uitgangsklemmen de door het desbetreffende geval gestelde bovenste grens niet overschrijden. Voor een goede radio- of televisieversterker zal bij niet al te hoge frequenties het ruisgetal niet meer dan enkele dB mogen bedragen.

⁴⁾ K. S. Knol en A. Versnel, Physica 15, 462-464, 1949.

⁵⁾ H. F. Friis, Proc. Inst. Radio Engrs. 32, 419-423 en 729, 1944.

Zolang de versterker lineair versterkt, hangt F niet af van de grootte van het signaal. Men voert bij de bepaling van F vaak de signaalsterkte zover op, dat de geruis-signaalverhouding aan de uitgangszijde van de versterker gelijk aan 1 wordt. In dit geval is F gelijk aan het aan de ingang toegevoerde vermogen gedeeld door het ruisvermogen van de (thermisch geruis leverende) ingangsweerstand. Denkt men zich alle geruis geproduceerd in een ingangsweerstand door daaraan een zekere fictieve temperatuur toe te kennen, dan moet deze temperatuur gelijk zijn aan $F \times$ de kamertemperatuur. Voor een ideale versterker zou $F = 1$ zijn.

Bij hoge frequenties stuit men bij het meten van F op grote moeilijkheden, die bijv. bij het bepalen van F voor één enkele versterkertrap worden veroorzaakt door het geruis dat geproduceerd wordt door het meetinstrument dat de signaal-geruisverhouding aan de uitgang meet. Bovendien hangt het gemeten thermische geruis van een weerstand af van de bandbreedte van de versterker. Voorts moet men in superheterodyne-versterkers (in overeenstemming met de definitie) bij de bandbreedte ook de zg. spiegelfrequenties in de frequentiekenarakteristiek betrekken voor zover de versterker aan de ingang deze frequenties doorlaat. Doet men dit, dan wordt de ruisfactor ruwweg een factor 2 groter dan wanneer men niet met de spiegelfrequenties rekening houdt (wat meer met de praktijkgevoeligheid zou overeenkomen).

Men kan gemakkelijk bewijzen dat, indien de signaalbron niet is aangepast bij de ingang van de versterker (indien dus de inwendige weerstand van de signaalbron niet gelijk is aan de ingangsweerstand van de versterker), en het door de signaalbron afgegeven vermogen dus niet zo groot mogelijk is, men de juiste waarde van F berekent door toch die ingangs-geruis-signaalverhouding in de definitie in te vullen die bij juiste aanpassing zou bestaan.

Wij willen nu nagaan hoe groot het geruis in de uitgangskring van een versterker zal zijn indien in de buiskringen eindige admittanties aanwezig zijn, en tevens nader ingaan op de reeds aangestipte mogelijkheid om de ruisfactor gering te maken. Wij zullen slechts enkele voorbeelden bespreken.

Versterker in roosterbasisschakeling zonder terugwerkingsadmittantie

In fig. 6 is het schema van een versterkertrap in roosterbasisschakeling, voorgesteld. De buisadmittanties zijn gesplitst in elektronische admittanties

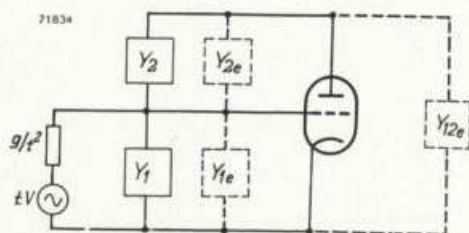


Fig. 6. Principeschema van een versterkertrap in roosterbasisschakeling zonder terugwerking van niet-electronische aard. De diverse admittanties zijn gesplitst in elektronische (gestippeld en met index e) en niet-electronische; Y_1 resp. Y_{1e} ingangsadmittantie, Y_2 resp. Y_{2e} uitgangsadmittantie, Y_{12e} elektronische terugwerkingsadmittantie.

(met index e , gestippeld getekend) en in niet-electronische admittanties, die bijv. ontstaan door weerstandsverliezen in de toevoerleidingen. Voorlopig nemen wij aan dat geen niet-electronische terugwerkingsadmittantie aanwezig is. We gaan eerst na hoe het uitgangssignaal afhangt van de aanpassing aan de ingang. De signaalbron (antenne) is inductief gekoppeld (transformatieverhouding t) met de ingangskring, en geeft hierin een electromotorische kracht tV . De ingangsadmittantie door de koppeling met de bron veroorzaakt is gelijk aan g/t^2 waarin g de conductantie van de signaalbron voorstelt; zij staat in serie met de impedantie Y_1 . De admittantie tussen rooster en anode is Y_2 genoemd. Men kan aantonen dat het beschikbare signaalvermogen aan de uitgang toeneemt met t (ondanks het feit dat de ingangsspanning dan daalt), doordat bij de roosterbasisschakeling de uitgangsadmittantie sterk afhangt van t ⁶⁾. De uitgangsruijsstroom onderzoeken we als volgt aan de hand van een vectordiagram (fig. 7). Er beginnen aan de kathode

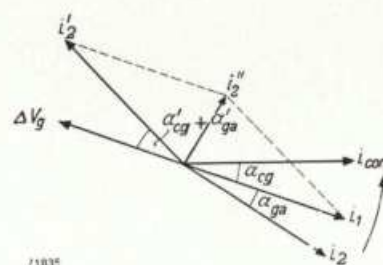


Fig. 7. Vectordiagram van de ruijsstromen in de uitgangskring van een triode in roosterbasisschakeling. De fluctuaties van de rooster-spanning ΔV_g die in tegenfase zijn met de ingangsruijsstroom i_1 wekken een secundaire uitgangsruijsstroom i_2' op, die bij niet te hoge frequenties de primaire uitgangsruijsstroom i_2 gedeeltelijk kan compenseren (resulterende stroom i_2''). i_1 is de ingangsruijsstroom, i_{con} de convectiestroom die bij de kathode begint.

(potentiaalminimum) twee soorten convectieruijsstromen, nl. de primaire ruijsstromen, beschreven door $2e I_a \Delta f \Gamma^2$ (zie I, formule (6), Γ is de ruisonderdrukkingsfactor van de ruimtelading) en secundaire ruijsstromen, die opgewekt worden door geïnduceerde fluctuaties ΔV_g van de rooster-spanning. Deze laatste worden veroorzaakt door de ruijsstromen lopende in de uitwendige ingangs-admittantie: $\Delta V_g = -i_1/(Y_1 + g/t^2)$. De totale convectieruijsstroom die aan de kathode begint, zij voorgesteld door de vector i_{con} . De ruijsstroom i_1 in de uitwendige ingangsketen is hierbij de looptijdhoek α_{cg} in fase achter en op zijn beurt is ΔV_g in tegenfase met i_1 als we Y_1 reëel kiezen en g/t^2 klein is (voor grote t dus; wij krijgen in dat geval de gunstigste ruisonderdrukking). De uitgangsruijs-

⁶⁾ A. van der Ziel, Philips Res. Rep. I, 381-399, 1946.

stroom bestaat uit i_2 (de hoek α_{ga} in fase achter bij i_1) en de secundaire ruisstroom i_2' (door ΔV_g opgewekt), die bij ΔV_g een fazehoek $\alpha_{cg}' + \alpha_{ga}'$ achter blijft. Hierin zijn α_{cg}' en α_{ga}' „signaal“-looptijdhoeken, daar i_2' door ΔV_g veroorzaakt wordt en dus hetzelfde lot ondergaat als een signaalstroom. Het blijkt dat bij lage frequenties, dwz. voor niet al te grote looptijdhoeken, het fazeverschil tussen i_2 en i_2' nagenoeg gelijk aan 180° kan worden gemaakt (α_{cg}' en α_{ga}' verschillen dan niet veel van α_{cg} resp. α_{ga}), zodat de resulterende uitgangsisstroom $i_2'' = i_2 + i_2'$ bij grote transformatieverhouding nagenoeg nul kan worden⁷⁾. De ruisfactor heeft dan zijn minimale waarde. Dit wordt geïllustreerd in

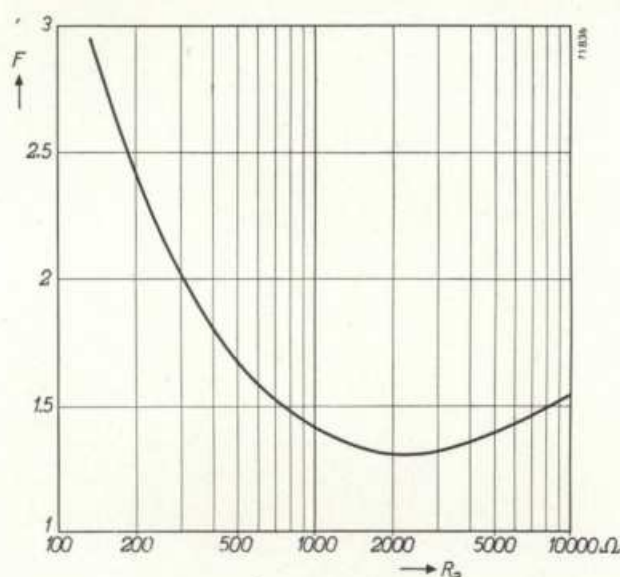


Fig. 8. Ruisfactor F van een experimentele triode in roosterbasisschakeling als functie van de getransformeerde antenne-weerstand R_a , gemeten bij een golflengte van 7 m. F heeft zijn minimale waarde als R_a ongeveer 2000 Ω is. Bij een antenne-weerstand van 70 Ω betekent dit een transformatieverhouding 5,4.

fig. 8. De meting van F als functie van de transformatieverhouding t geschiedt in de praktijk niet door tussen de antenne en de ingangskring een transformator te plaatsen, doch door direct over de ingangskring een weerstand R_a te schakelen die gelijk is aan de getransformeerde antenne-weerstand, nl. t^2/g . In fig. 8 is F uitgezet tegen de grootte van deze weerstand voor een experimentele kortegolftriode. De metingen zijn gedaan bij een golflengte van 7 m. De zeer lage minimumwaarde van F treedt op als de getransformeerde antenne-weerstand ruim 2000 Ω bedraagt. Dit komt, bij een antenne-weerstand van 70 Ω , overeen met een transformatieverhouding $t = 5,4$.

⁷⁾ A. van der Ziel en A. Versnel, Philips Res. Rep. 3, 255-270, 1948; A. van der Ziel en K. S. Knol, Philips Res. Rep. 4, 168-179, 1949.

Bij centimetergolven treden tal van effecten op die F doen stijgen. Deze effecten zijn de volgende:

- 1) Het totale-emissiegeruis (d.i. het geruis veroorzaakt in de ingangskring door de vóór het potentiaalminimum omkerende electronen, de zg. α -electronen, zie I) begint een belangrijke bijdrage tot het geïnduceerde ingangsgeruis te leveren.
- 2) De totale-emissiedemping, d.i. de demping veroorzaakt door de α -electronen, doet de versterking dalen.
- 3) De faserelaties tussen de diverse ruisstromen worden zodanig dat vrijwel geen compensatie meer optreedt (zeer grote looptijdhoeken).
- 4) In buizen voor cm-golven is vaak de afstand tussen rooster en kathode zo klein, dat het potentiaalminimum dicht bij het rooster ligt, waardoor de stuurwerking door de roosterdraden afneemt. De spreiding in de looptijden wordt veel groter, daar de afstanden tussen de roosterdraden niet meer klein zijn vergeleken met de afstand van rooster tot kathode.
- 5) De terugwerking tussen uitgangs- en ingangscircuit neemt in het algemeen sterk toe⁸⁾.
- 6) De buisconductanties nemen toe, doordat de verliezen door het huideffect en de dielectrische verliezen toenemen. De versterking neemt dan af⁹⁾.

Door toepassing van een speciale techniek bij de constructie van triodes kan men zeer kleine electrode-afstanden en grote stroomdichtheden verwezenlijken. De bovengenoemde effecten worden dan verregaand bestreden. Zodoende kunnen in het gebied der cm-golven ruisgetallen worden bereikt die even laag zijn als die van normale omroepbuizen bij metergolven. De Philipstriode EC 80, met een vrij normale bouw en pendoorvoeringen¹⁰⁾, heeft een ruisgetal van 7 dB bij $\lambda = 2$ m. Met een experimentele schijftriode zoals in fig. 2 is afgebeeld, bleek het mogelijk te zijn bij $\lambda = 10$ cm een ruisgetal van ca. 10 dB te bereiken bij een vermogensversterking van ongeveer 10 dB¹¹⁾. Bij $\lambda = 75$ cm kon in de roosterbasisschakeling een ruisgetal van 3 dB bereikt worden, in de kathodebasisschakeling zelfs van 1,5 dB¹²⁾. Dit laatste wijst er op dat, om een uiterst

⁸⁾ S. D. Robertson, Bell. Syst. techn. J. 28, 647-655, 1949; G. Diemer, Philips Res. Rep. 5, 423-434, 1950.

⁹⁾ K. Rodenhuis, Philips Res. Rep. 5, 46-77, 1950; G. Diemer en K. Rodenhuis, Philips Res. Rep. 7, 36-44, 1952 (No. 1).

¹⁰⁾ Een beschrijving van deze buis is te vinden in: K. Rodenhuis, Twee triodes voor het ontvangen van decimetergolven, Philips techn. T. II, 79-89, 1949.

¹¹⁾ In een voorlopig bericht (Philips Res. Rep. 5, 153-154, 1950) werd als laagste waarde voor N 7 dB opgegeven. Deze metingen bleken echter achteraf enkele onnauwkeurigheden te bevatten.

¹²⁾ Deze metingen werden verricht door Dr. Stumpers van dit laboratorium.

laag ruisgetal te verwezenlijken, de kathodebasisschakeling te prefereren zou zijn, zo de versterking dan nog een voldoende grote waarde kan blijven behouden en de stabiliteit van de versterker niet verloren gaat.

Deze zeer lage ruisgetallen zijn, behalve door de speciale buisconstructie, bereikt kunnen worden door het toepassen van een niet-electronische terugwerkingsadmittantie in de versterker. De invloed van zulk een terugwerkingsadmittantie zullen wij nu bespreken, voor een versterker in kathodebasisschakeling.

Versterker in kathodebasisschakeling met niet-electronische terugwerkingsadmittantie

Wij beschouwen een versterker in kathodebasisschakeling met hoogfrequent kortgesloten uitgang (fig. 9). Het gedrag van de ruisstromen gaan wij weer na aan de hand van een vectordiagram (fig. 10). Wij laten een kleine convectieruisstroom i_{con} bij de kathode beginnen; deze stroom stelt de resultante voor van alle tot het geruis bijdragende convectiestromen. De primair in de uitgangskring opgewekte stroom is i_2 ; door de ingangsadmittantie Y_1 , waarin wij de getransformeerde antenne weerstand $R_a = t^2/g$ voor het gemak opgenomen denken, loopt een kleine resulterende ruisstroom i_1''' , die nagenoeg 90° in fase vóór is bij i_2 (vgl. fig. 4b).

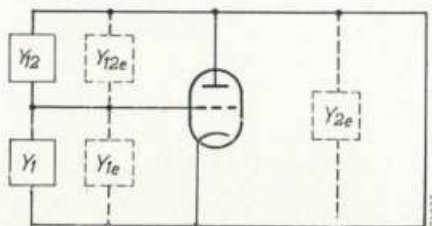


Fig. 9. Principe-schema van een versterkertrap in kathodebasisschakeling met eindige terugwerkingsadmittantie en kortgesloten uitgang. De symbolen hebben dezelfde betekenis als in fig. 6.

Dit is geheel anders dan bij de roosterbasisschakeling, waar de resulterende ruisstroom in de ingangsleding slechts de kleine hoek α_{ga} in fase vóór is bij i_2 (fig. 7). i_1''' wekt een roosterspanningsvariatie $\Delta V_g = -i_1'''/Y_1$ op; de fase van ΔV_g ten opzichte van i_1''' hebben we in de hand door de keuze van Y_1 . De gunstigste ruisonderdrukking verkrijgt men als Y_1 zuiver capacitief is (dus moet t weer groot zijn). Het faseverschil tussen ΔV_g en i_1''' is dan 90° , en het verschil tussen ΔV_g en i_2 bedraagt nagenoeg 180° . Dit is een analoge situatie als we bij de roosterbasisschakeling bereikten door Y_2 reëel te kiezen. De roosterspanningsvariatie wekt een extra stroom

i_2' in de uitgangskring op, die ongeveer evenveel in fase achter is bij ΔV_g als i_2 bij i_{con} (nl. resp. de hoeken $(\alpha_{cg}' + \alpha_{ga}')$ en $(\alpha_{cg} + \alpha_{ga})$). Voor niet te grote looptijdhoeken is het dus, evenals bij de roosterbasisschakeling, ook bij de kathodebasisschakeling mogelijk door een juiste keuze van Y_1 de

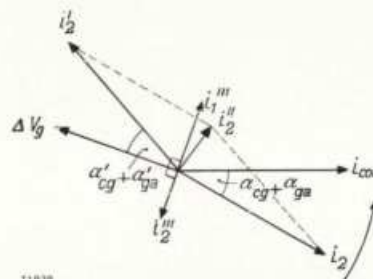


Fig. 10. Vectordiagram van de ruisstromen bij een triode in kathodebasisschakeling. i_{con} is de ruisstroom die bij de kathode start. Deze heeft een primaire ruisstroom i_2 in de uitgangsleding ten gevolge. De resulterende ruisstroom i_1''' in de ingangsleding wekt roosterspanningsfluctuaties ΔV_g op, die op hun beurt ruisstromen i_2' in de uitgangsleding veroorzaken. De resulterende uitgangsisruisstroom is i_2'' . Is er een capacitieve terugwerkingsadmittantie aanwezig, dan ontstaan daardoor extra-ruisstromen i_2''' . Door een juiste keuze van ingangs- en terugwerkingsadmittantie kan men er voor zorgen dat i_2'' en i_2''' elkaar grotendeels compenseren.

hoek tussen i_2 en i_2' vrij goed gelijk aan 180° te maken en beide stromen nagenoeg dezelfde amplitude te geven, zodat de resulterende uitgangsisruisstroom i_2'' zeer klein wordt. Bij deze compensatie gaat de versterking ook wel achteruit (de aanpassing van de ingang aan de antenne wordt minder goed want t moest $\gg 1$ zijn), doch het geruis neemt sneller af, zodat de ruisfactor daalt. Dit wordt in fig. 11a geïllustreerd. Deze figuur heeft betrekking op een als triode geschakelde penthode EF 50 bij een golflengte van 1 m. De terugwerkingsadmittantie die het gevolg is van de capaciteit tussen rooster en anode is „geneutrodyniseerd” door een parallel aan deze capaciteit geschakelde zelfinductie. Deze terugwerkingsadmittantie is daardoor vrijwel geheel tot nul gereduceerd. Kromme 1 geeft de ruisfactor F als functie van de getransformeerde antenne weerstand R_a bij afgestemde ingangskring (Y_1 reëel). Er is weer, evenals bij de roosterbasisschakeling, een minimum ruisgetal, nl. bij $R_a \approx 1000 \Omega$. Kromme 2 geeft het verloop van de ruisfactor bij capacitief verstemde ingangskring (Y_1 capacitief afgezien van de kleine bijdrage t^2/g), kromme 3 bij inductief verstemde ingangskring (Y_1 nagenoeg inductief). Men ziet dat, in overeenstemming met het bovenstaande, de kleinste minimumruisfactor wordt bereikt bij capacitieve verstemming; inductieve verstemming doet de ruisfactor aanzienlijk stijgen (en ook het minimum verschuiven).

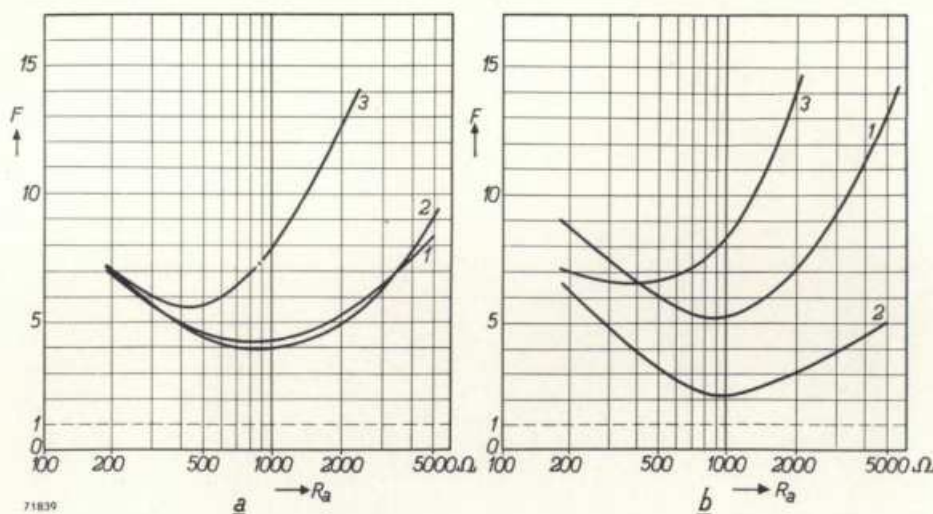


Fig. 11. Ruisfactor F gemeten aan een als triode geschakelde penthode EF 50 in kathodebasisschakeling bij een golflengte van 7 m, als functie van de getransformeerde antenne weerstand R_a in de ingangskring. a) geldt voor het geval dat geen niet-electronische terugwerkingsadmittantie in de schakeling aanwezig is, b) voor het geval dat deze er wel is, nl. als de capaciteit tussen rooster en anode niet is geneutrodyniseerd. Krommen 1: afgestemde ingangskring, dus ingangsimpedantie Y_1 reëel; krommen 2: capacitief verstemde ingangskring (Y_1 vrijwel capacitief); krommen 3: inductief verstemde ingangskring (Y_1 vrijwel inductief). De ruisfactor heeft steeds bij zekere waarden van de getransformeerde antenne weerstand een minimum. Dit minimum is het kleinste voor niet geneutrodyniseerde terugwerking en capacitieve verstemming (kromme 2 van b).

Men kan nu, wat wij uiteindelijk wilden aantonen, de ruisfactor nog meer verkleinen, door gebruik te maken van een terugwerkingsadmittantie Y_{12} tussen anode en rooster. Kiest men deze zuiver capacitief, dan veroorzaakt ΔV_g nog een extraruistroom i_2''' in de uitgangsleding, die 90° in fase bij

ΔV_g voor is ¹³⁾. De som van alle ruisstroomvectoren in de uitgangskring wordt daardoor nog meer verminderd. Een voorbeeld hiervan geeft fig. 11b, die betrekking heeft op dezelfde buis als fig. 11a. Nu

¹³⁾ Vgl. bijv. hiervoor de in de noten ³⁾ en ⁶⁾ aangehaalde literatuur.

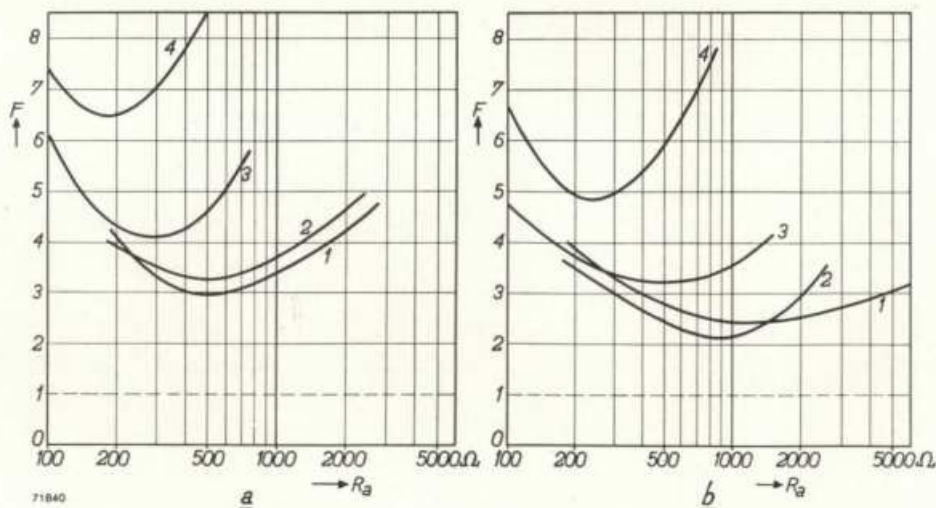


Fig. 12. Ruisfactor F gemeten aan een als triode geschakelde penthode EF 42 in kathodebasisschakeling bij de golflengte 7 m, als functie van de getransformeerde antenne weerstand R_a . a) geldt voor afgestemde ingangskring (ingangsimpedantie Y_1 reëel), b) voor een over 5 pF verstemde ingangskring (Y_1 nagenoeg capacitief). Krommen 1: geen terugwerkingsadmittantie (geneutrodyniseerd); krommen 2, 3 en 4: terugwerkingsadmittantie capacitief, resp. ter grootte van $C_t = 0,5$; 1; en 1,5 pF. De minimale ruisfactor is het kleinste bij capacitieve verstemming en terugwerkingsadmittantie 0,5 pF (kromme 2 van b).

is echter de neutrodynisering achterwege gelaten, zodat een capacatieve terugwerking tussen anode en rooster inderdaad aanwezig is. De krommen 1, 2 en 3 van fig. 11a gaan dan over in de corresponderende krommen 1, 2 en 3 in fig. 11b. Het is duidelijk dat bij aanwezigheid van de terugwerking en bij capacatieve verstemming de minimumruisfactor inderdaad aanmerkelijk geringer is dan zonder terugwerking.

Theoretisch zou men zo een ruisvrije versterker moeten kunnen bouwen. Een vollediger beschouwing leert echter, dat bij een optimale instelling de versterking van het signaal beneden 1 gedaald is. Bovendien is de correlatie tussen de diverse ruisstromen in de praktijk geringer dan volgens de theorie. Wel blijkt, dat er toch nog een niet onaanzienlijke verbetering van de ruisfactor te bereiken valt.

Tot slot geven wij in fig. 12 metingen van de ruisfactor aan een als triode geschakelde penthode EF 42 bij golflengte 7 m. Nu is niet alleen de verstemming van de ingangskring gevarieerd, doch ook de terugwerkingscapaciteit; dit laatste werd gedaan door parallel aan de neutrodyniseringszelfinductie diverse capaciteiten C_t te schakelen. Is $C_t = 0$, dan is er geen terugwerkingsadmittantie; een van nul verschillende C_t levert een overeenkomstige terugwerkingscapaciteit. Fig. 12a heeft betrekking op een versterker met afgestemde ingangskring (Y_1 reëel), fig. 12b op de versterker met capacitief (over 5 pF)

verstemde ingangskring (Y_1 nagenoeg capacitief). Het capacitief verstemmen van de ingangskring blijkt de ruisfactor gunstig te beïnvloeden. Een kleine capacatieve terugwerkingsadmittantie geeft nog meer verbetering; een grote capacatieve terugwerking werkt echter in tegengestelde zin, evenals (niet in de figuur aangegeven) een inductieve terugwerkingsadmittantie. Uit deze figuren ziet men dat een juiste keuze van de terugwerkingsadmittantie van groot belang is voor het zo klein mogelijk maken van de ruisfactor. Deze invloed van de terugwerkingsadmittantie in de kathodebasisschakeling wordt in gangbare opvattingen vaak ontkend.

Samenvatting. In dit artikel, dat een vervolg is op een korte tijd geleden verschenen artikel met dezelfde titel, wordt het geruis van een triode bij zeer hoge frequenties behandeld. Het blijkt dat in de ingangskring van een triode, bij frequenties van de orde van de reciproke looptijd der electronen, een nieuw type geruis ontstaat, het zg. geïnduceerde ingangsgeruis. Dit ontstaat doordat ruisstromen die in de uitwendige verbindingsleidingen worden geïnduceerd, aanleiding geven tot roosterspanningsfluctuaties. Het geïnduceerde ingangsgeruis kan het geruis in de uitgangsleiding beïnvloeden als de buiskringen eindige impedanties bezitten. Een triode kan op verschillende wijzen worden geschakeld, o.a. in roosterbasisschakeling en in kathodebasisschakeling. In beide schakelingen kan een zekere compensatie van de diverse ruisstromen aan de buisingang optreden, daar er fazebetrekkingen tussen de ruisstromen in beide buisruimten bestaan. De laatste schakeling is voor hoge frequenties minder gunstig. Het gedrag van triodes als versterker in beide genoemde schakelingen wordt nagegaan. De gevoeligheid van de versterker hangt af van het geruis in de uitgangsleiding, en wordt uitgedrukt door een op speciale wijze gedefinieerde ruisfactor. De invloed die een terugwerkingsadmittantie tussen ingang en uitgang van de buis op de ruisfactor kan hebben wordt geïllustreerd.

HARDING VAN METALEN

door J. L. MEIJERING.

539.53: 621.785.61

Voor technische toepassingen wordt vaak een metaal met grote hardheid verlangd. Deze hardheid bereikt men, bij in zuivere toestand niet harde metalen, door het bijleggen van andere elementen, eventueel gevolgd door een of andere warmtebehandeling, of een deformatieproces; de belangrijkste hardingsmethodes zijn wel de afschrikharding (staalharding) en de precipitatieharding. In het Philips-laboratorium te Eindhoven is een nieuwe hardingsmethode ontwikkeld, de zg. oxydatieharding. Het leek ons gewenst van deze methode, die het proefstadium nog niet geheel ontwaassen is, in dit tijdschrift reeds een korte beschrijving te geven. Daarbij is de gelegenheid benut wat nader uit te weiden over de aan de hardheid van metalen in het algemeen, en aan het harden in het bijzonder, ten grondslag liggende fysische verschijnselen.

Het begrip hardheid

Onder de hardheid van een materiaal in de ruimste zin des woords verstaat men de weerstand die overwonnen moet worden om dat materiaal plastisch, d.i. blijvend, te vervormen. De weerstand tegen elastische vervorming, dwz. een vervorming die na opheffing van de vervormende krachten weer van zelf tot nul terugkeert, wordt gegeven door de elasticiteits- en torsiemoduli. Wij zullen ons in dit artikel hiermee niet bezighouden.

Onder hardheid in engere zin verstaat men de weerstand tegen indrukking. Deze wordt vaak gemeten in zg. Vickerseenheden. Vaak bedoelt men met „hard” bijv. ook wel: „een grote trekvastheid”. In het algemeen is er bij een gegeven materiaal een behoorlijke correlatie tussen trekvastheid en Vickershardheid.

Bij plastische deformatie treden afglijdingen van

Enkele veel voorkomende kristalstructuren zijn in fig. 1 afgebeeld. In kubisch midzijds gekristalliseerde metalen bijv. (fig. 1b) zijn de vlakken van dichtste pakking de (111)-vlakken. De kristalstructuur is dus belangrijk voor de plastische eigenschappen: naarmate er meer goede glijvlakken in het kristal voorkomen, zal de vervormbaarheid groter zijn. De grote hardheid en brosheid van silicium en germanium bijv. moet men toeschrijven aan de speciale structuur die deze elementen bezitten, nl. de zg. diamantstructuur, waarin elk atoom 4 naaste burens heeft (fig. 1d) en geen goede glijvlakken voorkomen. Het optreden van de diamantstructuur, waarvan het prototype, diamant, zoals bekend een uitermate hoge hardheid vertoont, in silicium en germanium hangt nauw samen met het homopolaire karakter van deze, niet echte, metalen.

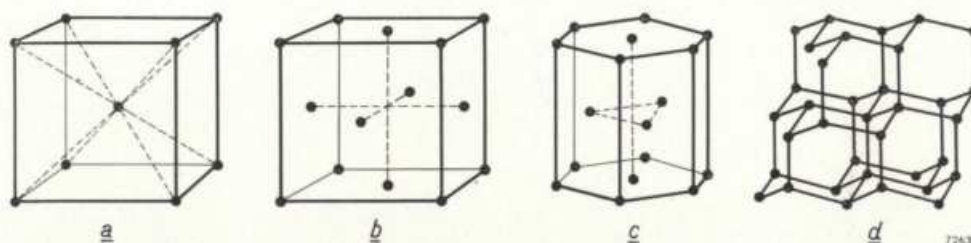


Fig. 1. De drie structuren waarin de meeste metalen kristalliseren: a) midbloks kubische structuur (kubisch ruimtelijk gecentreerd), b) midzijds kubische structuur (kubisch vlakkegecentreerd, c) hexagonaal dichtst gepakte structuur. Tevens is afgebeeld de diamantstructuur (d). De atomen zijn in deze figuren relatief veel te klein getekend; men moet zich voorstellen dat ze elkaar raken.

atoomlagen langs „glijvlakken” in het kristal op. Deze glijvlakken zijn vaak die atoomlagen waarbij de afstand tussen twee opeenvolgende evenwijdige netvlakken het grootst is, dus waarbij de pakking in het vlak (atoomlaag) zelf het dichtst is.

Over dergelijke zg. halfmetalen zullen wij verder niet spreken; wij zullen onze aandacht richten op de kubisch midbloks (fig. 1a) en midzijds, en de hexagonaal dichtst gepakt (fig. 1c) kristalliserende metalen. Het leeuwendeel der echte metalen heeft

één (of meer, bij overgangspunten) dezer drie structuren ¹⁾.

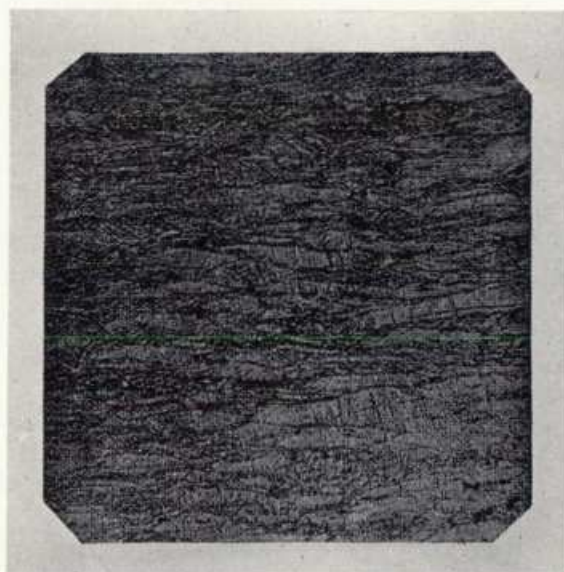
Vaak is men met de hardheid die een metaal in zuivere toestand bezit, voor technische doeleinden niet tevreden. In verreweg de meeste gevallen tracht men op een of andere wijze de hardheid te vergroten, hoewel voor enkele toepassingen een kleine hardheid wel gewenst wordt. Het is in het algemeen niet mogelijk de hardheid blijvend te verminderen, daarentegen bestaan diverse methodes om de hardheid te vergroten, hetgeen in verband met het bovenstaande een gelukkige omstandigheid mag heten.

Hardheid van zuivere metalen

Vergelijken we verschillende zuivere metalen die dezelfde kristalstructuur hebben, dan zal (bij een bepaalde temperatuur) de hardheid des te groter zijn naarmate het smeltpunt van het metaal hoger

Ter voorkoming van misverstand dient er op gewezen te worden dat, hoewel in grote lijnen een grotere hardheid vaak gepaard gaat met een grotere brosheid (kleinere breukrek), dit niet steeds het geval behoeft te zijn, ook niet bij één en hetzelfde metaal. Bij de bovengenoemde kubisch midzjids kristalliserende metalen worden bij lage temperaturen zowel de hardheid als de breukrek groter.

De hardheid van één bepaald (zuiver) metaal is bij gegeven temperatuur nog aanzienlijk te variëren, zoals gezegd voornamelijk in toenemende zin. Door plastische deformatie (walsen, trekken, hameren) wordt de hardheid groter: deze zg. versterking berust hierop dat bij het afglijden langs glijvlakken onregelmatigheden in het rooster gevormd worden ²⁾ die de verdere afglijding belemmeren. Het is duidelijk dat deze methode van harding door walsen e.d. slechts bij ductiele metalen te verwezenlijken is. Door verhitten kan men het versterkte materiaal weer zachter maken: bij niet te hoge verhitting



a



b

Fig. 2. Rekristallisatie van messing met 20% zink, a) koud gewalst, b) daarna gegloeid. (Ontleend aan P. Goerens, Einführung in die Metallographie, Wilhelm Knapp, Halle 1932).

is. Dit wordt geïllustreerd door de reeks van metalen Pb, Al, Cu, Ni, Pt. Dit is niet verwonderlijk: een lager smeltpunt betekent een zwakkere binding tussen de atomen. Van eenzelfde metaal neemt de hardheid af met stijgende temperatuur: de sterkere warmtebeweging maakt dat de bindingskrachten gemakkelijker overwonnen worden bij het afglijden.

¹⁾ Het is goed te vermelden dat een echt metaal als mangaan ook heel hard en bros is als het in de α - of β -modificatie optreedt. De kristalstructuren van α - en β -mangaan zijn nl. gecompliceerd en vertonen geen mooie glijvlakken. Daarentegen heeft γ -mangaan, dat bij hogere temperaturen stabiel is, een midzjids structuur, en is ductiel.

van niet te sterk gedeformeerd materiaal kan herstel („recovery”) optreden: de onregelmatigheden in het rooster rangschikken zich zodanig dat de totale ordeverstoring afneemt. Bij verhitting op hogere temperatuur, of na sterkere deformatie, treedt rekristallisatie op: een aantal kiemen groeien uit tot geheel nieuwe, goede, kristallen met nieuwe orientaties, die de gedeformeerde oude kristallen „opeten” (fig. 2). Zowel bij herstel als

²⁾ Voor het gedetailleerde beeld van deze onregelmatigheden (dislocaties) zij de lezer verwezen naar J. D. Fast, Vervormingsveroudering in ijzer en staal, Philips techn. T. 14, 24-31, 1952 (No. 1).

bij rekristallisatie loopt de hardheid dus weer terug. Als de plastische vervorming bij een temperatuur plaats vindt die hoger is dan de „rekristallisatie-temperatuur” (die natuurlijk bij verschillende metalen uiteenloopt maar ook bij een bepaald metaal nog sterk afhangt van de aard van de deformatie en de gloeibehandeling) zal geen noemenswaardige versteviging optreden (warmwalsen). Bij een laag-smeltend metaal kan de rekristallisatietemperatuur beneden kamertemperatuur liggen (bijv. bij lood).

De hardheid van een volledig gerekristalliseerd („zachtgegloeid”) metaal is nog min of meer afhankelijk van de kristalgrootte. Een kristalgrens betekent een verandering in de orientatie van het rooster en dus in de richting van de glijvlakken, en is daardoor een belemmering van de deformatie. Zeer fijnkristallijn koper bijv. zal daardoor harder zijn dan een Cu-eenkristal.

Bij hoge temperatuur, waar het kruipverschijnsel optreedt, dwz. een onder belasting met de tijd steeds verder toenemende deformatie, is het in het algemeen andersom: een Cu-eenkristal blijkt veel langzamer te kruipen dan polykristallijn koper. Evenzo kruipt goed uitgegloeid koper minder snel dan koper dat na deformatie minder volledig is gerekristalliseerd. Het lijkt dus alsof bij deze hoge temperaturen verstoringen in de regelmaat van het rooster de deformatie juist begunstigen. Men zou dit als volgt kunnen trachten te verklaren: het verdwijnen van allerlei roosterfouten tijdens de kruipproef brengt (extra) kruipen met zich mee. De experimenten op dit gebied hebben over dit verschijnsel nog geen uitsluitsel kunnen geven.

Het is ook mogelijk een sterk gestoord rooster van een metaal te verkrijgen door het rooster op te bouwen onder omstandigheden (bijv. bij vrij lage temperatuur) waarbij veel roosterfouten zullen optreden. Zo kan men zeer hard nikkel³⁾ maken door electrolytisch neerslaan onder bepaalde condities. Hierbij spelen waarschijnlijk ook chemische verontreinigingen, in zeer geringe concentratie aanwezig, een rol, en wel vooral opgeloste gassen, bijv. waterstof.

Hardheid van legeringen

Eenvoudigshalve beperken we ons in het volgende tot binaire legeringen. Bij legeringen met drie of meer componenten treden geen essentieel nieuwe gezichtspunten op.

We kunnen twee soorten mengkristallen onderscheiden: substitutie-mengkristallen, bijv. Fe-Ni,

³⁾ Iets dergelijks geldt voor zilver, vgl. E. Raub, Z. Metallk. **38**, 87, 1947, en voor chroom.

en interstitiële mengkristallen, bijv. Fe-C. In het eerste geval, waarmee we practisch altijd te maken hebben als beide componenten metalen zijn, worden Fe-atomen op meestal onregelmatig verspreide roosterplaatsen door Ni-atomen vervangen. In het tweede geval — dat zich voordoet als het toegevoegde element een niet-metaal is met atomen die klein zijn vergeleken met de atomen van het grondmetaal — worden de vreemde atomen ingebouwd op plaatsen („holten”) tussen de roosterplaatsen van het moederrooster in.

Men moet verwachten dat de hardheid van een mengkristal groter is dan die van het grondmetaal (als we onder het laatste dat metaal verstaan dat in de grootste concentratie aanwezig is). Interstitiële atomen zullen nl. de regelmatigheid van het rooster verstoren, vooral als ze groter zijn dan de normale holten in het rooster van het zuivere grondmetaal. Maar ook gesubstitueerde atomen zullen het rooster deformeren, des te sterker naarmate de atomen van het bijgeleegde metaal meer in grootte verschillen van die van het grondmetaal. In een verdund mengkristal stijgt de hardheid ongeveer lineair met de concentratie aan vreemde atomen, en volgens een regel van Norbury is in een bepaald grondmetaal (bijv. koper) bij verschillende toegevoegde metalen de hardheidsverandering per atoomprocent toevoeging vrijwel evenredig met de absolute waarde van het verschil in atoomdiameters, zoals dat bepaald wordt uit de roosterconstanten der zuivere metalen⁴⁾.

De voorstelling dat een metaalrooster slechts opgebouwd is uit (bijv. bolvormige) atomen is slechts een benadering. De valentie-electronen zijn min of meer vrij van de ionen op de roosterplaatsen en vormen samen het „electronengas”, dat bijv. voor de goede elektrische en thermische geleiding verantwoordelijk is. Daarom kan men de regel van Norbury niet al te letterlijk nemen, vooral indien de verschillen in atoomdiameter klein zijn. Zilver en goud bijv. hebben vrijwel dezelfde atoomdiameter (dezelfde midzijds kubische structuur met een verschil in roosterconstante van slechts 2⁰/₁₀₀), maar toch wordt zilver door bijleggen van 5 at. % goud (en omgekeerd) aanmerkelijk harder. Het is echter wel zo dat bij grote verschillen in atoomdiameter de hardheid veel sneller oploopt met de concentratie dan bij kleine verschillen.

⁴⁾ A. L. Norbury, Trans. Faraday Soc. **19**, 586, 1924. M. A. Meyer (Diss. Delft 1951) heeft dit ook voor mengkristallen van nikkel gevonden. Andere auteurs hebben voor Cu- en Ag-mengkristallen een harding evenredig met het kwadraat van de „misaanpassing” gevonden (zie Diss. Meyer blz. 57), en Mott en Nabarro („Strength of solids”, Bristol Report 1948) vonden dit ook langs theoretische weg.

Zo gezien zou men een vraag als: „Hoe maak ik een bepaald metaal, door bijleggen van bijv. 5 at.% van een ander element, zo hard mogelijk?” willen beantwoorden met: „Voeg een element toe waarvan de atomen zo veel mogelijk in grootte verschillen van die van het grondmetaal, bijv. leger koper met lood”. Er is echter een omstandigheid die dit belet. Het substitueren van veel te grote (of te kleine) atomen in een metaalrooster is namelijk energetisch zó onvoordelig, dat de oplosbaarheid zeer gering wordt en het grootste gedeelte van het bijgeleegde metaal voorkomt in de vorm van een tweede fase die rijk is aan dit metaal; de homogene legering gaat dan over in een heterogene.

Heterogene legeringen

De hardheid van een legering die uit twee fasen bestaat is ruwweg een gemiddelde (over de volumina) der hardheden van de beide fasen die men als microhardheden in situ kan meten⁵⁾. Meestal,

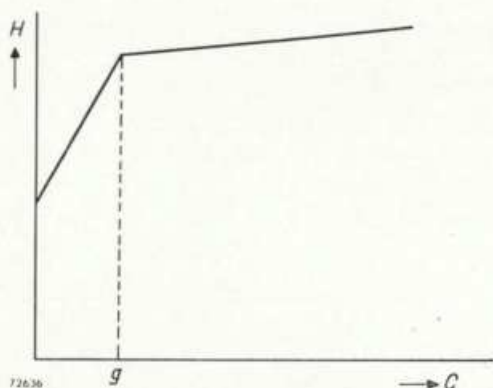


Fig. 3. De hardheid H van een binaire legering neemt toe als de concentratie C van het legeringsbestanddeel in het moedermetaal toeneemt, en wel ongeveer evenredig met die concentratie zolang het legeringsbestanddeel nog in het moedermetaal kan worden opgelost (homogene legering). Wordt de oplosbaarheidsgrens g overschreden, zodat zich een tweede fase gaat vormen en de legering heterogeen wordt, dan hangt het verloop van de hardheid hoofdzakelijk af van de hardheid van de nieuwe fase. De hardheidstoename wordt dan veel geringer en gaat soms zelfs in een daling over.

en nagenoeg steeds als de concentratie van het bijgeleegde element betrekkelijk klein is, verloopt de totale hardheid als in fig. 3 is voorgesteld. De hardheid is na overschrijding der oplosbaarheidsgrens, dus in het heterogene gebied, kleiner dan ze zou zijn (blijkens extrapolatie) als de oplossing oververzadigd homogeen was; deze laatste hardheid kan men soms experimenteel bepalen aan oververzadigde oplossingen. Als de atoomdiameters der beide elementen meer dan 15 à 20% verschillen, is

⁵⁾ Ruwweg, want analoog aan de invloed van de kristal grootte in homogene legeringen zal de hardheid van een heterogene legering groter zijn als de tweede fase zeer fijn verdeeld is.

de oplosbaarheidsgrens (g in fig. 3) altijd zeer laag, zelfs bij hoge temperatuur (Hume-Rothery⁶⁾). In die gevallen loopt de hardheid dus volgens Norbury in het homogene gebied wel steil met de concentratie op, maar de bereikte hardheidsverhoging bij de oplosbaarheidsgrens is toch miniem, omdat het homogene gebied zo klein is. Na het overschrijden van de oplosbaarheidsgrens loopt de hardheid veel minder steil op, of neemt eventueel zelfs af, zoals bij het systeem Cu-Pb, waar de tweede fase, nagenoeg zuiver lood, zachter is dan de grondphase.

Hardingsmethodes

Practisch zeer belangrijk is de mogelijkheid grote atomen (of moleculen) homogeen in het rooster te brengen, en zo het metaal harder te maken, zonder dat de verkregen legering thermodynamisch „stabiel” is⁷⁾.

De voornaamste hardingsmethodes zijn die welke na de vormgeving, bijv. tot strip of draad, van het metaal kunnen worden toegepast, en welke tot gevolg hebben dat het materiaal een grotere hardheid verkrijgt dan het tijdens die vormgeving bezat. We onderscheiden drie methodes: afschrikken uit de vaste fase (martensitische harding), precipitatieharding en oxydatieharding, die wij nu achtereenvolgens willen bespreken. De eerste twee methodes zijn reeds lang bekend, wij zullen ze daarom slechts in het kort behandelen. De derde methode, de oxydatieharding, is gedurende het laatste decennium in het Philips-laboratorium te Eindhoven ontwikkeld; hieraan zal in dit artikel relatief wat meer aandacht worden besteed.

Er bestaan ook methodes om een relatief hard metaal te verkrijgen welke vóór of tijdens de vormgeving worden toegepast. Een van deze is afschrikken van vloeibare legeringen⁸⁾. In gesmolten koper zijn wel 10 at.% lood oplosbaar en het is denkbaar dat, als men maar snel genoeg afkoelt, men een aanzienlijk grotere concentratie aan lood in het mengkristal zal kunnen verkrijgen dan de 0,001 à 0,01 % die in de vaste fase in koper oplosbaar is. Snelle condensatie uit de dampphase van twee metalen tegelijk zou het gewenste resultaat ook kunnen geven, evenals gelijktijdig electrolytisch neerslaan. Veel gegevens over de beide eerstgenoemde methodes heeft men niet. Belangrijker voor de praktijk is de electrolytische methode, echter met dien verstande dat zeer grote hardheden ook al

⁶⁾ Dat de afwijking in atoomdiameter klein is, is wel noodzakelijk, maar niet voldoende voor een behoorlijke oplosbaarheid. Terwijl bijv. Fe en Cu slechts 1% in atoomdiameter verschillen (en er geen intermetallische verbindingen zijn), is bij gewone temperatuur de oplosbaarheid van Fe in vast Cu slechts uiterst gering.

⁷⁾ Hetgeen ook niet het geval is met koudgedeformeerde metalen en legeringen, en eigenlijk ook niet met polykristallijne metalen en legeringen (grensvlakspanning!).

⁸⁾ Vgl. hiervoor bijv. H. Bückle, Z. Metallk., 43, 82, 1952.

verkregen worden door het op bepaalde wijze electrolytisch neerslaan van bijv. nikkel alleen (zie boven ⁹).

Een proces waarbij de hardheid van een metaal verandert tijdens de vormgeving, bijv. tijdens het trekken, is de reeds genoemde versteviging. Wij zullen ook hierover niet verder spreken, maar willen nog wel even de aandacht vestigen op de eigenaardigheden die zich kunnen voordoen bij de versteviging van legeringen. Een zeer merkwaardig geval treedt op bij het systeem aluminium-zink. Zink met ca. 20% aluminium kan onder bepaalde omstandigheden zeer veel zachter zijn dan zink resp. aluminium zelf ¹⁰). Het is tot nu toe een unicum dat een binaire legering zachter is dan beide componenten. Wij hebben hier te maken met niet-evenwichtstoestanden: de evenwichtsinstelling wordt door de deformatie in de hand gewerkt, en omgekeerd wordt de deformatie weer begunstigd door het feit dat de atomen zich aan het hergroeperen zijn.

Martensitische harding

Bij de martensitische harding tracht men profijt te trekken van de overgang in een mengkristal van één vaste phase in een phase met andere structuur, bijv. van de overgang midzijds kubisch in midbloks kubisch, zoals optreedt bij afkoeling van vele ijzerlegeringen (austeniet $\rightarrow$ ferriet). Bij substitutie-mengkristallen zal men hiermee geen groot succes kunnen verwachten: als de atomen te veel in grootte verschillen, is voor beide structuren de oplosbaarheid klein. Bij interstitiële mengkristallen staat de zaak anders. Hier zal de deformatie van het rooster onder bepaalde omstandigheden ruwweg evenredig met $(r-r_h)/r_h$ toenemen ¹¹), waarin r de atoomstraal van het opgeloste element en r_h de straal van de ingeschreven bol van een roosterholte in het (ongestoorde) moederkristal is waarin die atomen zich bevinden. r_h nu kan aanmerkelijk verschillen voor de beide structuren, hij kan bijv. voor de bij hoge temperatuur stabiele phase groter zijn dan voor de bij lage temperatuur stabiele phase. De oplosbaarheid voor een te groot atoom zal dan in de eerstgenoemde phase veel groter zijn.

Bij het afschrikken, van bijv. 900 °C, van γ -ijzer (austeniet) met bijv. 4 at.-% (0,9 gew.-%) koolstof erin opgelost, verkrijgt men α -ijzer (ferriet) waarin de koolstof in oververzadigde oplossing voorkomt (martensiet). Men kan de hierbij optredende sterke harding (d.i. dus de klassieke, reeds eeuwen toegepaste staalharding) toeschrijven aan de grote deformatie door de in het ferriet op te nauwe plaatsen zittende C-atomen.

⁹) Raub en Engel (Z. Metallk. **41**, 487, 1950) hebben langs electrolytische weg sterk oververzadigde mengkristallen van Cu met Pb en van Ag met Bi verkregen. Deze waren inderdaad relatief zeer hard.

¹⁰) A. A. Bocharov en Z. A. Sviderskaya, Bull. Acad. Sci. U.R.S.S., Classe sci. techn. 1945, 821; zie ook Chem. Abstr. **41**, 2375, 1947. Onafhankelijk hiervan heeft F. Sauerwald, Arch. Metallk. **3**, 165-173, 1949, deze legering bestudeerd: hij vond dat de breukrek soms 180% kon bedragen.

¹¹) Indien $r > r_h$, hetgeen normaliter het geval is.

Over het verschil in roosterdeformatie door een interstitieel atoom in de midbloks resp. midzijds kubische structuur kunnen we de volgende ruwe berekening maken. We nemen aan dat de roosterdeformatie per opgelost atoom evenredig is met $n(\Delta r)^2$. Hierin is n het aantal naaste burens per atoom: 12 voor een midzijds kubisch substitutiemengkristal, 6 voor een dergelijk interstitieel mengkristal, 8 voor een midbloks kubisch substitutiemengkristal, 2 of 4 voor een dergelijk interstitieel mengkristal. Onder Δr verstaan we in een substitutiemengkristal $r-R$, nl. het verschil in atoomstraal van het opgeloste metaal (r) en het grondmetaal (R); in een interstitieel mengkristal stelt Δr het verschil tussen atoomstraal van het vreemde atoom en de straal r_h van de holten in het moedermetaal voor. De exponent van Δr hebben we gelijk aan 2 gesteld, wat uit zuiver geometrische beschouwingen volgt: $n(\Delta r)^2$ is nl., als Δr klein is, evenredig met het volume dat „dubbel” ingenomen wordt als we aannemen dat bij het inbrengen van het vreemde atoom de plaatsen en stralen van de aanwezige atomen niet veranderen. Uit een analyse van de hardheidstoename met de concentratie van homogene legeringen (regel van Norbury) blijkt, dat in werkelijkheid de exponent van Δr waarschijnlijk tussen 1 en 2 ligt (vgl. noot ⁴).

Beschouwen we nu de midzijds kubische structuur. Een holte heeft slechts half zoveel naaste burens als een atoom. Verder leert de elementaire meetkunde dat $r_h = R(\sqrt{2}-1)$. Bij de bespreking van de heterogene legeringen hebben we gezien dat in het algemeen een verschil in atoomstraal van 15% nog juist tolerabel kan worden geacht voor het vormen van een substitutionele oplossing. Volgens onze ruwe formule komt een verhouding $r/R = 1 + u$ voor substitutiemengkristallen wat de roosterdeformatie betreft overeen met een verhouding $r/R = \sqrt{2}-1 + u/\sqrt{2}$ voor interstitiële mengkristallen. Vullen we voor u de waarde 15% in, dan vinden we dat voor het vormen van een interstitiële oplossing het inbrengen van atomen met een diameter die ca. 63% bedraagt van de diameter der atomen van het grondmetaal nog juist tolerabel zou zijn.

In de midbloks kubische structuur komen twee verschillende soorten holten voor bezetting in aanmerking ¹²). De grootste holten hebben 4 naaste burens, en daarvoor geldt $r_h = R(\sqrt[3]{5}-1)$; de kleinere holten hebben 2 naaste burens, en $r_h = R(\sqrt[3]{4}-1)$. We vinden in dit geval dat $r/R = 1 + u$ voor substitutiemengkristallen wat deformatie betreft overeenkomt met $r/R = \sqrt[3]{4}-1 + 2u$ voor interstitiële oplossing in de kleinste holten, en met $r/R = \sqrt[3]{5}-1 + u/\sqrt{2}$ voor interstitiële oplossingen in de grotere holten. Substitutie van $u = 0,15$ geeft dan voor de grootste atoomdiameter waarvoor nog interstitiële oplossingen mogelijk zouden zijn, resp. 0,455 R en 0,50 R .

Beschouwen we nu de staalharding eens wat nader. De stralen van C- resp N-atomen bedragen resp. 61% en 55% van de straal van het ijzeratoom. Het is dus niet zo vreemd dat koolstof en stikstof tamelijk goed in austeniet (midzijds structuur) oplossen en slechts heel spaarzaam in ferriet (midbloks structuur); een overgang van austeniet in ferriet bij afschrikken zal een grote deformatie moeten leveren, en dus een grote harding.

¹²) Vgl. hiervoor J. D. Fast, Verouderingsverschijnselen in ijzer en staal na snel koelen, Philips techn. T. **13**, 175-180, 1951 (No. 6).

Het is goed bij dit alles te bedenken, dat de verhouding der atoomstralen niet de enige factor is die de oplosbaarheid bepaalt; op de andere factoren gaan wij hier niet in.

Precipitatieharding

Een metaalrooster zal ook flink gedeformeerd worden als men er op de een of andere manier in slaagt atoomgroepen of moleculen in het rooster te doen ontstaan. Een voorbeeld van een hardingsmethode die op het eerste proces berust is de precipitatieharding. Precipitatieharding (of afscheidingsharding) wordt evenals martensitische harding zeer vaak toegepast; wij geven het volgende voorbeeld. Aluminium- en koperatomen verschillen $\pm 10\%$ in atoomstraal. Bij gewone temperatuur is de oplosbaarheid van koper in aluminium vrijwel nul, doch bij 550°C (bij de eutectische temperatuur) zijn 2 at. % Cu in aluminium oplosbaar. Schrikken we van deze temperatuur tot kamertemperatuur af, dan is het mengkristal oververzadigd. De hardheid is normaal: iets harder dan in de stabiele toestand, waarin vrijwel al het koper in de vorm van grove CuAl_2 -eilandjes als tweede phase is uitgescheiden. Deze stabiele eindtoestand kan bij kamertemperatuur nooit bereikt worden, aangezien de diffusiesnelheid hiervoor véél te klein is. Bij gloeien op temperaturen van rond 300°C (waar de oplosbaarheid ook gering is) komt men binnen niet al te lange tijden veel dicht bij de eindtoestand. Belangrijk is nu dat hierbij tussentoestanden doorlopen worden waarin de hardheid aanzienlijk groter is dan in begin- en eindtoestand; er is een maximale hardheid. Deze tussentoestanden, die men kan beschrijven door het aanwezig zijn van samenballingen van Cu-atomen die het rooster deformeren (zie het in noot ¹²⁾ aangehaalde artikel) kan men door afkoelen op kamertemperatuur fixeren. Door een juiste duur en temperatuur van de gloei-behandeling kan men op deze wijze sterk verharde materialen verkrijgen. Vooral door „gloeien” op temperaturen beneden ca. 200°C wordt een grote hardheid verkregen. Het optimum wordt na des te langere tijd bereikt naarmate de temperatuur lager is. Bij kamertemperatuur treedt ook wel harding op maar het maximum wordt dan niet bereikt.

Het harder zijn van een heterogene legering naarmate de tweede phase fijner is verdeeld, hebben we al eerder gesignaleerd. Bij het bovengenoemde hardheidsmaximum zijn de deeltjes onder de optische microscoop niet zichtbaar: we zijn hier eigenlijk in een overgangsgebied homogeen-heterogeen. De (vage) grens tussen homogene en heterogene toestanden schijnt, beoordeeld naar verschillende eigenschappen, bij verschillende gemiddelde deeltjesgrootten te liggen.

Dat er zoiets als een optimale grootte van de deeltjes zal bestaan, volgt al uit zuiver geometrische redenen, waaraan echter geen kwantitatieve waarde mag worden toegekend. Zij de straal van de bolvormig aangenomen deeltjes x , dan is de concentratie van de deeltjes omgekeerd evenredig met x^3 . De deformatie van het rooster als gevolg van de aanwezigheid van de deeltjes neemt, zoals we gezien hebben, voor kleine $(x-R)$ toe met x , en wel volgens $(x-R)^p$, waar p tussen 1 en 2 ligt. Nemen we aan dat dit ook nog geldt voor grotere waarden van $(x-R)$, dan is de totale deformatie evenredig met $(x-R)^p/x^3$, welke uitdrukking een maximum vertoont voor $x = 3R/(3-p)$. Volgens deze redenering zouden we dus deeltjes van enkele malen de atoomstraal van het moedermetaal kunnen verwachten. De invloed van inwendige spanningen en oppervlaktespanningen maakt de berekening echter zeer onzeker.

Opgemerkt zij nog, dat in vele gevallen, bijv. in het systeem Al-Cu, de deeltjes niet bolvormig zijn doch plaatvormig. De kleinste afmeting, i.e. de plaatdikte, schijnt enige malen de atoomstraal te bedragen.

Het is duidelijk dat in het geval van de staalharding er ook een tendentie zal zijn tot dergelijke submicroscopische precipitatieverschijnselen. Bij de staalharding is de stabiele eindtoestand: nagenoeg zuiver Fe plus grove carbidedeeltjes Fe_3C (of, nog stabiel, grafiet). Het is heel goed mogelijk, dat in dit geval een begin van „coagulatie” nog tot grotere hardheden voert dan de „ideale” toestand waarin de koolstof atomair verdeeld is. Precipitatieverschijnselen zullen ook optreden bij de boven besproken electrolytische legeringen ¹³⁾.

Voor een dieper gaande behandeling van de staalharding en de precipitatieharding in het algemeen verwijzen wij naar de zeer uitgebreide literatuur die over dit onderwerp bestaat ¹⁴⁾.

Oxydatieharding

Een hardingsmethode die berust op de vorming van vreemde moleculen in het kristalrooster van het grondmetaal is de oxydatieharding, beter genoemd harding door inwendige oxydatie.

Wij willen deze methode hier wat uitgebreider bespreken dande eerder genoemde methodes. Allereerst zullen wij de oxydatieharding aan een voorbeeld toelichten. Verhit men zilver waarin 1,5 at. % magnesium (substitutioneel) is opgelost

¹³⁾ Raub en Engel⁹⁾ vonden inderdaad een hardheids-optimum bij het ontlaten van hun electrolytische legeringen, en hetzelfde wordt gevonden bij het ontlaten van martensiet (zie K. H. Jack, J. Iron Steel Inst. **169**, 26, 1951).

¹⁴⁾ Voor een overzicht van de belangrijkste verschijnselen bij de staalharding verwijzen wij naar: F. Seitz, The Physics of Metals, hfdst. XIV, Mc. Graw Hill, New York 1943. Een overzicht betreffende de precipitatieharding vindt men bij G. C. Smith, Progress in Metal Physics I, 163-234, 1949.

in lucht, dan diffundeert een merkbare hoeveelheid zuurstof in het metaal naar binnen. Deze zuurstof verbindt zich met de Mg-atomen tot moleculen MgO , en deze moleculen deformeren door hun grote afmetingen het zilverrooster aanmerkelijk. Hierdoor wordt het metaal harder; de Vickershardheid stijgt van ca. 40 tot ca. 170.

Oxydatieharding ontstaat dus door inwendige oxydatie van een component van een legering. Het optreden van inwendige oxydatie is reeds veel langer bekend dan de hardingsverschijnselen die er mee gepaard kunnen gaan¹⁵⁾. Niet steeds zal inwendige oxydatie op zulk een wijze verlopen als boven beschreven. Een voorwaarde voor het optreden van een aan het genoemde voorbeeld analoog proces is dat slechts een in betrekkelijk geringe concentratie in het mengkristal voorkomende component oxydeert doch het moedermateriaal zelf onaangetast blijft, zodat de metallische eigenschappen van het geheel niet verloren gaan.

Wij zullen ons in het volgende beperken tot (verdunde) binaire legeringen. De voorwaarden voor het vormen van een oxyde van het opgeloste metaal in het metallische moedermateriaal zijn:

- 1) De zuurstof moet sneller naar binnen diffunderen dan de atomen van het opgeloste metaal naar buiten.
- 2) De affiniteit voor zuurstof van het opgeloste metaal moet groter zijn dan de affiniteit voor zuurstof van het moedermetaal.

Wat de eerste voorwaarde betreft: zuurstof diffundeert snel door zilver, koper, nikkel, γ -ijzer, titanium en zirconium. De diffusiecoëfficiënten D_M van vreemde metalen die in een van deze moedermetalen zijn opgelost zijn onderling ruwweg even groot, en veel kleiner dan de diffusiecoëfficiënt D_O van zuurstof (bij één en dezelfde temperatuur). De tweede voorwaarde waaraan voldaan moet zijn, wil inwendige oxydatie mogelijk zijn, is voor titanium en zirconium vrijwel niet te vervullen. Hieruit volgt dus dat voor inwendige oxydatie in aanmerking komen de grondmetalen zilver, koper, nikkel en ijzer.

De oxydatie schrijdt van buiten naar binnen in het metaal voort. De indringdiepte d neemt dus met de tijd toe, en wel wordt, zoals men ook theoretisch kan afleiden¹⁶⁾, de indringdiepte als functie van de tijd in goede benadering gegeven door een uitdrukking van de vorm:

$$d = a \sqrt{t}.$$

¹⁵⁾ Zie bijv. C. S. Smith, *Min. and Met.* **11**, 213, 1930; **13**, 481, 1932; K. W. Fröhlich, *Z. Metallk.* **28**, 368, 1936; F. N. Rhines, *Met. Technol.* **7**, T.P. 1162, 1940.

¹⁶⁾ J. L. Meijering en M. J. Druyvesteyn, *Hardening of metals by internal oxidation*, Philips Res. Rep. **2**, 81-102, 1947 en **2**, 260-280, 1947.

De indringing is in *fig. 4* geïllustreerd. De factor a bevat de diffusiecoëfficiënten D_M en D_O van resp. het opgeloste metaal en van zuurstof in het grondmetaal, en de concentraties C_M en C_O waarin het



Fig. 4. Inwendig geoxydeerd plaatje zilver met 1,2 at. % magnesium. Het plaatje is gedurende 50 minuten in lucht op 800°C verhit, en daarna doorgezaagd, gepolijst en geëtsd. Duide-lijk is de van buiten naar binnen voortschrijdende oxydatie te zien: een „rand” die ongeveer $\frac{1}{4}$ van de dikte van het plaatje beslaat, is geoxydeerd, daarbinnen is het metaal niet geoxydeerd.

opgeloste metaal en de zuurstof in het metaal voorkomen (de laatste concentratie zoals die aan het metaaloppervlak wordt gemeten). In het praktisch belangrijke geval dat de verhouding $C_M D_M / C_O D_O$ veel kleiner is dan 1 (bijv. ca. 0,01) hangt a niet van D_M af.

De concentratie van de oxydemoleculen in de geoxydeerde laag (de diffusie van deze moleculen kunnen we voorlopig verwaarlozen) wordt, als M een tweewaardig metaal is, gegeven door

$$C_{ox} = C_M(1 + C_M D_M / C_O D_O),$$

en is dus in het bovengenoemde geval iets groter dan C_M . Dit kan natuurlijk niet overal in een volledig inwendig geoxydeerd metaal het geval zijn, daar er niet meer oxydemoleculen van het opgeloste metaal kunnen worden gevormd dan er oorspronkelijk atomen van dit metaal aanwezig waren. Men moet dan ook verwachten dat, als een dunne metaalstrip van beide kanten uit volledig inwendig geoxydeerd wordt, er ergens midden in het metaal een zeer smalle strook zal optreden waar de oxydeconcentratie zeer veel geringer is. Een dergelijke „middellijn” vindt men inderdaad, zoals door etsen



Fig. 5. In een volledig inwendig geoxydeerd plaatje metaal (i.e. zilver met 1,5 at.% mangaan) blijft een „middellijn” van vrijwel niet geoxydeerd metaal over.

kan worden aangetoond (*fig. 5*). Deze middellijn blijft ook na honderden uren gloeien van het inwendig geoxydeerde metaal bestaan; dit is een bewijs ervoor dat de diffusie van oxydemoleculen inderdaad zeer langzaam verloopt. Toch is ze niet geheel te verwaarlozen. De oxydemoleculen zullen nl.

enigszins dissociëren in metaalatomen en zuurstofatomen, die ieder afzonderlijk wel door het metaal diffunderen, en op een andere plek kunnen recombineren. Hierdoor kan, als het ware langs een omweg, coagulatie van de oxydemoleculen tot grovere deeltjes optreden. Hoe kleiner het verschil in affiniteit voor zuurstof tussen opgelost metaal en grondmetaal is, hoe gemakkelijker dit zal gebeuren. Aangezien een grof precipitaat geen behoorlijke harding geeft (zie vorige paragraaf), moet voor het optreden van oxydatieharding de tweede voorwaarde verscherpt worden: het affiniteitsverschil moet groot zijn (een quantitative thermodynamische beschouwing vindt men in ¹⁶⁾).

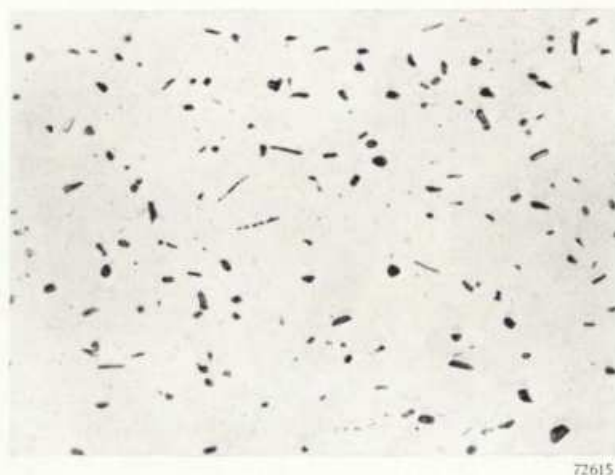
Wij willen hier even op het verschil wijzen dat bestaat tussen inwendige oxydatie van zilverlegeringen en inwendige oxydatie van legeringen van een minder edel metaal zoals koper. In het eerste geval vormt zich geen oxydelaag van het grondmetaal (zilver) aan het oppervlak van het metaal. De zuurstofconcentratie aan het oppervlak, C_o , is dan direct evenredig met de wortel uit de zuurstofdruk in de omringende atmosfeer. De minder edele metalen worden aan hun oppervlak bij gloeien in lucht bedekt met een laag oxyde (bijv. Cu_2O); onder deze geheel oxydische oppervlaktelaag begint pas het inwendig geoxydeerde, metaal. Men kan in de praktijk het hierdoor bij de harding optredende metaalverlies beperken door na korte tijd de zuurstof in de omgevende atmosfeer te vervangen door stikstof. Het gevormde oxyde levert verder genoeg zuurstof voor de inwendige oxydatie binnen in het metaal.

Wij geven nu enkele voorbeelden van de hardheidsvermeerdering verkregen door inwendige oxydatie. Van de zilverlegering met 1,2 at. % magnesium nam de Vickershardheid van de oorspronkelijke waarde 40 toe tot 170, door de legering in lucht gedurende twee uur op 800 °C te verhitten. Vervanging van het magnesium door resp. aluminium, beryllium en mangaan leverde (bij nagenoeg dezelfde legeringsconcentraties en gloeitijd) een eindhardheid van resp. 160, 135 en 140. Zink, tin en cadmium als legeringsbestanddeel bleken geen of slechts zeer weinig harding te veroorzaken. Dit is te begrijpen: de oxydes van deze elementen zijn niet bijzonder stabiel.

Legeringen met de samenstelling $(100-x)\%$ Cu $x\%$ M, waarin M resp. Be, Al, Mg, Ti of Zr voorstelt, en x weer in de buurt van $1\frac{1}{2}$ ligt, vertoonden een hardheidstoename van ca. 40 tot resp. 165, 105, 105, 125 en 100. Mangaan bleek in koper geen aanmerkelijke oxydatieharding te veroorzaken, wel in zilver. Dit kan daaraan worden

toegeschreven dat de affiniteit van koper voor zuurstof groter is dan die van zilver voor zuurstof, (verscherpte voorwaarde 2). In dit verband past ook dat het gebleken is onmogelijk te zijn om oxydatieharding in nikkel te bewerkstelligen (NiO is nog stabiel dan Cu_2O), behalve in het geval dat aluminium, dat een zeer onedel metaal is, werd toegevoegd. Bij ijzerlegeringen is in geen enkel geval oxydatieharding gevonden.

Zoals reeds gezegd, zal men, in overeenstemming met het bij de precipitatieharding behandelde, moeten verwachten dat ook bij door inwendige oxydatie geharde legeringen een eventueel tijdens de oudering van de legering optredende coagulatie van oxydemoleculen de hardheid zal beïnvloeden. Er is misschien weer een optimale deeltjesgrootte, waarbij de hardheid het grootst is. Men heeft dit experimenteel niet afdoende kunnen bevestigen. Het zou ons te ver voeren het probleem van de coagulatie in inwendig geoxydeerde legeringen hier te behandelen; wij verwijzen hiervoor naar een enkele jaren geleden verschenen artikel ¹⁷⁾. In inwendig geoxydeerde Ag-Cd en Cu-Zn legeringen (1 at. % legeringsbestanddeel) kan men onder de optische microscoop bij een vergroting van $500\times$ duidelijk oxydedeeltjes waarnemen (fig. 6), in (1 at. %)



72615

Fig. 6. Een microscoppreparaat van een inwendig geoxydeerde Cu-Zn legering (99% Cu-1% Zn) vertoont bij 500-malige vergroting duidelijk oxydedeeltjes. Het materiaal is gedurende $3\frac{1}{2}$ uur op 950 °C in lucht verhit.

Ag-Zn legeringen is dit niet gelukt. Meestal is de hardheid reeds aanmerkelijk gedaald voordat de coagulatie zover gevorderd is dat de deeltjes microscopisch zichtbaar zijn.

Een eigenschap van legeringen die zeer gevoelig is voor coagulatie is de elektrische weerstand.

¹⁷⁾ J. L. Meijering, Hardening of metals by internal oxidation, „Strength of Solids”, Bristol Report, 140-150, 1948.

Bij precipitatie-hardende legeringen verloopt deze weerstand meestal bij toenemende coagulatie eerst in stijgende zin, om dan later weer tot beneden de oorspronkelijke waarde te zakken. Het weerstandsmaximum wordt eerder bereikt dan het hardheidsmaximum. Voor inwendig geoxydeerde zilverlegeringen werd nu in enkele gevallen een elektrische weerstand gevonden die aanmerkelijk groter is dan voor de niet geoxydeerde legeringen; voor oxydatiegeharde koperlegeringen vindt men geen weerstandstoename. Dit wijst er op dat de coagulatie in koperlegeringen veel verder voortschrijdt dan in zilverlegeringen, omdat Cu meer affiniteit voor O heeft dan Ag.

Een ander effect van de coagulatie is de vorming van „inwendige oxydehuiden” in sommige legeringen

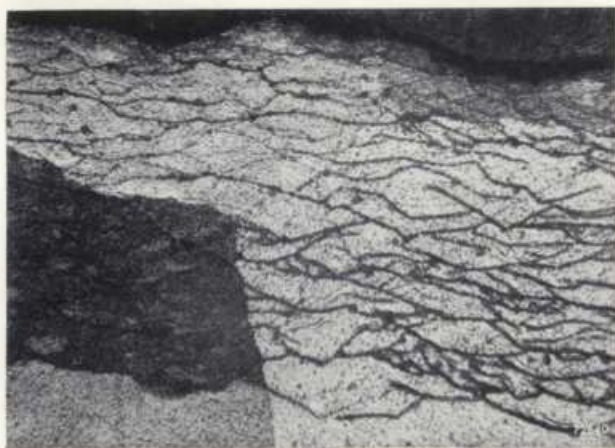


Fig. 7. Inwendige oxydehuiden, gevormd in koper met 5 at.% beryllium. De huiden lopen ruwweg evenwijdig aan het metaaloppervlak, de pijl geeft de richting van het voortschrijden der oxydatie aan.

die vrij grote concentraties aan onedele elementen bevatten (fig. 7). Dit zijn min of meer samenhangende lagen van oxyde, ruwweg evenwijdig aan het metaaloppervlak, die de inwendige oxydatie in de diepere delen van het metaal kunnen belemmeren¹⁸⁾. Een prettige eigenschap van de oxydatieharding is dat de hardheid minder gevoelig is voor nabehandelingen op hoge temperatuur dan in de gevallen van harding door koud vervormen en precipitatieharding. Een nadeel is het optreden van interkristallijne brosheid.

Niet alleen harding door inwendige oxydatie is bekend, doch ook door inwendige nitrering, nl. de nitreerharding van staal. Staal met een klein gehalte aan bijv. aluminium of chroom, dat bij ongeveer 500 °C in ammoniakgas wordt verhit, vertoont een zeer sterke hardheidstoename. De verklaring van dit verschijnsel is geheel analoog aan wat hierboven voor de oxydatieharding is uiteengezet, alleen treden in de plaats van oxydes nu nitrides op, i.c. van Al of Cr.

¹⁸⁾ J. L. Meijering, Pittsburgh International Conference on surface reactions, 103, 1948.

Samenvatting. De hardheid van een metaal is de weerstand tegen plastische deformatie. Zij kan voor de diverse metalen zeer sterk verschillen en wordt verder o.a. bepaald door de (al of niet verstoorde) kristalstructuur, door de aanwezigheid van vreemde atomen in het rooster, of door de aanwezigheid van vreemde moleculen of atoomgroepen. Op verschillende manieren is de hardheid van een metaal te beïnvloeden: door temperatuurbehandeling, al of niet gepaard gaande met chemische omzettingen, door deformatie (versteving), of door een bepaalde wijze van bereiden van het metaal (electrolytisch neerslaan). Thermische hardingsmethodes na de vormgeving, zoals afschrikharding, precipitatieharding en oxydatieharding, worden besproken en aan voorbeelden toegelicht, de laatste, nieuwe, methode wat meer uitgebreid.

KIJKJE IN DE PHILIPS RADIOBUIZENFABRIEK TE SITTARD



Foto Walter Nürnberg

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

- 2002:** H. Bremmer: On the diffraction theory of Gaussian optics (Comm. pure and appl. Math. 4, 61-74, 1951, No. 1).

De buigingstheorie van de optische afbeelding wordt ontwikkeld voor een object van willekeurige structuur. De theorie is gebaseerd op exacte oplossingen van de golfvergelijking in plaats van de gebruikelijke benaderingsformule van Kirchhoff. De gelijkvormigheid van de golf functies in het objectvlak en in het paraxiale beeldvlak (voor de benadering van Gauss voor lenzen met onbegrensde opening) blijkt samen te hangen met het integraal-theorema van Neumann voor Bessel-functies (en niet, zoals bij Kirchhoff, met de Fourier-identiteit). Een gewijzigde vorm van de oplossing wordt gegeven, die ook rekenschap kan geven van afbeeldingsfouten en van de invloed van de begrenzing van de opening.

- 2003:** H. Bremmer: The W.K.B. approximation as the first term of a geometric-optical series (Comm. pure and appl. Math. 4, 104-115, 1951, No. 1).

De zg. W.K.B.-benadering van de oplossing van de differentiaalvergelijking $y'' + k^2(x)y = 0$ wordt afgeleid door uit te gaan van een discontinu model als benadering van een continu veranderlijk inhomogeen medium. Hogere benaderingen worden gevonden door meervoudige reflecties in het medium in aanmerking te nemen. De bijdragen van reflecties van verschillende orde vormen tezamen een reeks, waarvan de convergentie wordt besproken. De welbekende ontoereikendheid van de W.K.B.-benadering in de nabijheid van de nulpunten van $k(x)$ kan worden geïnterpreteerd als een gevolg van een slechte convergentie van genoemde reeks in de buurt van die nulpunten.

- 2004:** W. Ch. van Geel: On rectifiers (Physica 17, 761-776, 1951, No. 8).

Beschrijving van proeven over gelijkrichters gevormd uit een combinatie van metalen of halfgeleiders en een isolerende tussenlaag. De volgende gevallen worden behandeld: (a) overmaat-halfgeleider + defect-halfgeleider, (b) aluminium + halfgeleider met Al_2O_3 als tussenlaag, (c) metaal + halfgeleider met tussenlaag van kunsthars. Ver-

moed wordt dat in alle drie gevallen het contact van twee lagen met ladingsdragers van verschillend teken de oorzaak is van de gelijkrichtende werking.

- 2005:** L. A. Ae. Sluyterman: Reactions of polypeptide esters in the solid state (diss. Vrije Universiteit Amsterdam; Centen, Amsterdam 1951; 36 blz., 9 fig.).

Discussie van het gedrag van methylesters van de tripeptiden diglycylglycine en alanyl-glycylglycine en de tetrapeptiden triglycyl-glycine en alanyl-diglycyl-glycine. Aangetoond wordt dat de tripeptiden en de tetrapeptiden zich verschillend gedragen bij verhitting in de vaste toestand. De door verhitting verkregen producten zijn in een aantal gevallen onderzocht. In de discussie wordt de aandacht gevestigd op het feit dat het optreden van een inductieperiode, en het in sommige gevallen overheersen van de waargenomen migratie van methylgroepen ten opzichte van polycondensatie, toegeschreven kunnen worden aan de starheid van het kristalrooster.

- 2006:** H. Bruining: Opneembuizen voor televisie, I. Indeling en wijze van werken van opneembuizen (T. Ned. Radiog. 16, 209-225, 1951, No. 5).

Overzicht over de diverse typen van televisie-opneembuizen. Na een inleiding over de twee mogelijkheden om een electrisch potentiaalveld op een isolerend oppervlak vast te leggen, respectievelijk door aftasten met langzame of met snelle electronen, worden de constructies besproken van orthicon, beeldorthicon, vidicon, iconoscoop en beeldiconoscoop. De mechanismen van het vastleggen, het meten en het uitwissen van electrische ladingen ontstaan door het bombardement van foto-electronen of ten gevolge van fotogeleiding worden in detail besproken. Aan het slot wordt een overzicht van de diverse typen buizen gegeven met de in verschillende landen gebruikelijke namen. (Zie ook Philips techn. T. 13, 71-85, 1951, No. 3.)

- 2007:** P. Schagen: Opneembuizen voor televisie, II. Eigenschappen en onderlinge vergelijking van de opneembuizen (T. Ned. Radiog. 16, 227-242, 1951, No. 5).

Vergelijking van de werking van de vier belangrijkste typen opneembuizen, nl. buizen met kleine electronensnelheid: orthicon (C.P.S.-emitron), beeld-orthicon (Amerikaans type 5820), en met grote electronensnelheid: iconoscoop, beeldiconoscoop (type Philips 5854). Achtereenvolgens worden besproken: (1) karakteristieke eigenschappen die samenhangen met de methode van aftasten, nl. lineariteit en steilheid (γ), effectieve belichtingstijd, onechte signalen, eenvoud van bediening; (2) een aantal andere eigenschappen, nl. signaal/ruis-verhouding, spectrale gevoeligheid, stabiliteit, scherptediepte, zwartniveau; en ten slotte (3) de gevoeligheid. Voor normale omroepdoeleinden verhouden zich bij een goede signaal/ruis-verhouding en een redelijke scherptediepte, de relatieve gevoelheden van iconoscoop, beeldiconoscoop, orthicon en beeld-orthicon als 1:75:25:325 (zie ook No. 2006).

R 169: J. B. de Boer: Calculations on the light distribution of approach and runway lights (Philips Res. Rep. 6, 241-250, 1951, No. 4).

Korte quantitative behandeling van de betrekking tussen de zichtbaarheid bij dag in mist en de doorlating van licht door mist, voor zover deze gegevens nodig zijn voor de berekening van de lichtsterkte van aanvlieg- en startbaanverlichtingen voor vliegvelden. De physiologische gegevens met betrekking tot de waarneming van lichten in mist zijn ontleend aan een vorig artikel (zie No. R 168). Er wordt een methode ontwikkeld om de lichtsterkte en de lichtverdeling van de desbetreffende lampen op eenvoudige wijze (met behulp van twee grafieken) te berekenen.

R 170: G. J. Fortuin: Visual power and visibility (Philips Res. Rep. 6, 251-287, 1951, No. 4).

De gezichtscherpte (reciproke waarde van de hoek waaronder het kleinste zichtbare voorwerp wordt gezien) hangt af van waarnemingscondities, zoals contrast, helderheid, waarnemingstijd. Iets dergelijks geldt voor andere grootheden die het gezichtsvermogen bepalen, zoals contrastgevoeligheid en waarnemingsnelheid. In dit artikel wordt een grootheid gedefinieerd waaraan de naam visueel vermogen wordt gegeven, en die nauw samenhangt met de gezichtscherpte maar die onafhankelijk is van de genoemde waarnemingscondities. Het

visuele vermogen neemt af met toenemende leeftijd; deze afnemende manifesteert zich reeds vóór het 20e jaar. Nadere analyse van de resultaten voert tot het onderscheiden van verschillende visuele typen. Een van deze typen is gekenmerkt door de aanwezigheid van ondoorzichtige delen in de media van het oog.

R 171: K. S. Knol: Determination of the electron temperature in gas discharges by noise measurements (Philips Res. Rep. 6, 288-302, 1951, No. 4).

Het gebruik van een gasontlading als geruisbron in het microgolvengebied is nader bestudeerd. Het als geruis afgegeven vermogen blijkt bepaald te worden door de electronentemperatuur van de ontleding. Enkele voorzorgen moesten getroffen worden om de conductantie van de ontleding vrij te koppelen met de golfpijp. De electronentemperatuur van ontledingen in helium, neon, argon en xenon werd gemeten als functie van de gasdruk en de stroomsterkte. Het resultaat van deze metingen wordt vergeleken met een theoretische formule voor de electronentemperatuur als functie van het product van buisdiameter en gasdruk. Tussen theorie en experiment bestaat redelijke overeenstemming. In eenzelfde ontledingsbuis werd de electronentemperatuur behalve op de beschreven wijze ook bepaald met behulp van sonde-metingen. De gevonden waarden stemmen binnen de meetfouten overeen. Op semi-theoretische gronden wordt een eenvoudige betrekking afgeleid tussen de electronentemperatuur en de grootste golflengte van de resonantiestraling van het desbetreffende gas.

R 172: J. M. Luttinger*: Wave propagation in one-dimensional structures (Philips Res. Rep. 6, 303-310, 1951, No. 4).

Van het door Saxon en Hutner uitgesproken vermoeden (zie No. R 102) betreffende verboden energieniveaus in een eendimensionaal model van een binaire legering wordt hier het bewijs geleverd. Het resultaat wordt toegepast op de golfvoortplanting langs een met tweepolen belaste transmissielijn.

*) Dept. of Physics, Univ. of Wisconsin, Madison, Wis., U.S.A.